



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

ULB

Elektrische Dipol-Polarisierbarkeit und Spin-M1-Stärke aus $90\text{Zr}(p,p')$ -Daten unter 0°

Klaus, Tobias
(2020)

DOI (TUprints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00012687>

Lizenz:



CC-BY-NC-ND 4.0 International - Creative Commons, Attribution Non-commercial, No-derivatives

Publikationstyp: Ph.D. Thesis

Fachbereich: 05 Department of Physics

Quelle des Originals: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/12687>

Elektrische Dipol-Polarisierbarkeit und Spin-M1-Stärke aus $^{90}\text{Zr}(\text{p},\text{p}')\text{-Daten}$ unter 0°

Electric dipole polarizability and spin-M1 strength from $^{90}\text{Zr}(\text{p},\text{p}')$ data at 0°

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von M.Sc. Tobias Klaus aus Offenbach

Tag der Einreichung: 12.05.2020, Tag der Prüfung: 22.06.2020

Darmstadt — D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Supported by the DFG within SFB 1245.



Elektrische Dipol-Polarisierbarkeit und Spin-M1-Stärke aus $^{90}\text{Zr}(\text{p},\text{p}')$ -Daten unter 0°
Electric dipole polarizability and spin-M1 strength from $^{90}\text{Zr}(\text{p},\text{p}')$ data at 0°

Genehmigte Dissertation im Fachbereich Physik von M.Sc. Tobias Klaus aus Offenbach

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 12.05.2020

Tag der Prüfung: 22.06.2020

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-126873

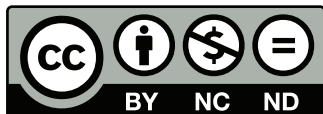
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/12687>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 International

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Impulshöhenspektren aus einem $^{90}\text{Zr}(p,p')$ -Streuexperiment in einem Energiebereich von (6-23) MeV analysiert, mit dem Ziel, die magnetische Dipolstärke und die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit zu bestimmen. Letzteres konnte nur über den Photoabsorptionswirkungsquerschnitt ermittelt werden, aus dem noch weitere physikalische Größen wie die elektrische Dipolstärke und die Gamma-Stärkefunktion berechnet worden sind.

Das Streuexperiment wurde 2010 am Research Center for Nuclear Physics in Osaka, Japan, mit einer Einschussenergie von $E_p=295$ MeV durchgeführt. Die Impulshöhenspektren wurden in einen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt umgerechnet, um aus diesem die einzelnen Multipolbeiträge mittels einer Multipolentfaltung zu extrahieren. Im Rahmen der Multipolentfaltung konnte gezeigt werden, dass sich der Beitrag der effektiven Ladung in den Modellwinkelverteilungen des E1-Multipolanteils negativ auf deren Ergebnis auswirkt und Modellwinkelverteilungen ohne den Anteil der effektiven Ladung zu bevorzugen sind. Von den extrahierten Multipolanteilen wurden aus den beiden am stärksten auftretenden Multipolanteilen E1 und M1 physikalisch relevante Größen generiert. Für den M1-Multipolanteil sind die reduzierte Übergangsstärke $B(M1)$ und ihre Gesamtstärke im Energiebereich von (6-14) MeV bestimmt und mit (γ,γ') -Daten verglichen worden. Weiterhin konnten aus der $B(M1)$ -Stärke und dem E1-Multipolanteil Photoabsorptionswirkungsquerschnitte gebildet werden, wobei letzteres mit Hilfe der Virtuelle-Photonen-Methode umgesetzt wurde. Beide Anteile am Photoabsorptionswirkungsquerschnitt konnten so untereinander und in ihrer Summe mit (γ,x) -Daten verglichen werden. Über den E1-Anteil des Photoabsorptionswirkungsquerschnitts ergaben sich weitere physikalische Größen wie die reduzierte Übergangsstärke $B(E1)$, die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit und die Gamma-Stärkefunktion. Über die $B(E1)$ -Stärke konnte die

B(E1)-Gesamtstärke im Energiespektrum ermittelt werden. Weiterhin war es möglich, die Ergebnisse der B(E1)-Stärke mit einem vorangegangenen (p,p')-Experiment und (γ,γ')-Daten im Energiebereich der PDR zu vergleichen. Die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit konnte mit Hilfe einer Quasiparticle-Random-Phase-Aproximation (QRPA)-Rechnung und einer angepassten Extrapolation im Energiebereich von ca. (6-50) MeV angegeben werden. Dieses Ergebnis wurde mit denen von Modellrechnungen verglichen, welche anhand von eingeschränkten Symmetrieenergieparametern die Dipol-Polarisierbarkeit verschiedener Kerne bestimmen soll. Des weiteren wurde ein Modelltest von modifizierten Lorenzkurven, die zur Beschreibung der Gamma-Stärkefunktionen beliebiger Kerne genutzt werden können, anhand des experimentell bestimmten E1-Anteils der Gamma-Stärkefunktion durchgeführt. Anhand der ermittelten Ergebnisse und zugänglich gemachten Relationen der dominierenden Multipolanteile wurde der Frage nachgegangen, ob das E1-M1-Verhältnis in einer früheren Arbeit abweichend bestimmt wurde.

Abstract

In the present thesis energy spectra from a $^{90}\text{Zr}(p,p')$ scattering experiment in an energy range of (6-23) MeV were analyzed with the aim to determine the magnetic dipole strength and the electric dipole polarizability. The latter could be determined via the photoabsorption cross section, from which other physical quantities such as the electric dipole strength and the gamma strength function were calculated.

The scattering experiment was carried out in 2010 at the Research Center for Nuclear Physics in Osaka, Japan with a proton beam energy of $E_p=295$ MeV. The energy spectra were converted into double differential cross sections in order to extract the individual multipole contributions by means of a multipole decomposition analysis (MDA). Within the MDA it could be shown that the contribution of the effective charge in the model angular distributions of the E1 multipole component has a negative effect on their results and model angle distributions without the component of the effective charge are to be preferred. From the extracted multipole components, physically relevant quantities were extracted from the two most strongly occurring multipole components E1 and M1. For the M1 multipole component, the reduced transition strength $B(M1)$ and its total strength in the energy range of (6-14) MeV were determined and compared to (γ,γ') data. Furthermore, photoabsorption cross sections were calculated from the $B(M1)$ strength and the E1 multipole component, where the latter was extracted with the aid of the virtual photon method. Both parts of the photoabsorption cross section as well as their sum were compared to (γ,x) data. Further physical quantities such as the reduced transition strength $B(E1)$, the electric dipole polarizability and the gamma strength function were obtained from the E1 component of the photoabsorption cross section. Furthermore, it was possible to compare the results of the $B(E1)$ strength with a previous (p,p') experiment and (γ,γ') data in the energy range of the PDR. The electric dipole polarizability was determi-

ned in the energy region of (6-50) MeV, whereas in the energy region (23-50) MeV the polarizability was determined by means of a quasiparticle random phase approximation (QRPA) calculation in combination with an extrapolation. This result was compared to several model calculations based on energy density functional theory. Furthermore, a model test of modified Lorenz functions was performed using the experimental determined gamma strength function. Finally, the E1/M1 ratio determined in this work was compared to results from a previous analysis.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	7
2	Theoretische Grundlagen zur Protonen-Streuung und Daten- auswertung	15
2.1	Inelastische Protonen-Streuung	15
2.1.1	Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung	15
2.1.2	Coulomb-Wechselwirkung	20
2.2	Äquivalent-Photon-Methode	23
2.3	Quasiteilchen-Phononen-Modell	24
3	(p,p')-Streuxperiment an ^{90}Zr	29
3.1	Spektrometer	31
3.1.1	Grand Raiden Spektrometer	31
3.1.2	Large Acceptance Spektrometer (LAS)	31
3.2	Detektorsystem	33
3.3	Messung (p,p') ^{90}Zr	37
3.3.1	Messung der gesammelten Ladung	38
4	Analyse der Rohdaten und extrahierten Spektren	39
4.1	Rohdatenanalyse	39
4.2	Analyse der Impulshöhenspektren	42
4.3	Doppelt Differentieller Wirkungsquerschnitt	43
5	Multipolentfaltung der Wirkungsquerschnitte	47
5.1	Berechnete Winkelverteilungen des differentiellen Wir- kungsquerschnitts der Multipolanteile	47
5.1.1	Subtraktion der ISGMR und ISGQR	51
5.1.2	Untergrund von quasi-freier Streuung	55

5.2	Anwendung der Multipolentfaltung	56
5.2.1	Multipolentfaltung für isolierte Peaks	64
6	Ergebnisse und Diskussion	67
6.1	M1-Stärkeverteilung	67
6.2	Photoabsorptionswirkungsquerschnitt	76
6.3	Elektrische Dipol-Stärkeverteilung	81
6.4	Elektrische Dipol-Polarisierbarkeit	83
6.5	Gamma-Stärkefunktion	86
7	Diskussion über das E1-M1-Multipolverhältnis	91
8	Zusammenfassung und Ausblick	93
A	Anhang	103
A.1	Tabellen zur Datenauswertung	103
A.2	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt	104
A.3	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR	109
A.4	Ergebnisse der Multipolentfaltung	114
A.5	Glättung des QFS-Untergrunds bei $\theta_{CM}=2,01^\circ$	122
A.6	Multipolentfaltung mit einem im Energiespektrum un- eingeschränkten M1-Anteil	125
	Literaturverzeichnis	137

1 Einführung

Eine fundamentale Größe in der Kernphysik stellt die elektrische Dipol-Stärkeverteilung eines Nuklids dar. In Abbildung 1.1 ist die elektrische Dipol-Stärkeverteilung für mittelschwere und schwere Kerne in Abhängigkeit von der Anregungsenergie schematisch dargestellt. Im niederenergetischen Bereich verteilt sie sich über diskrete isoliert auftretende Zustände. Schon ab einigen wenigen MeV treten Zustände auf, die als Kopplung zweier kollektiver Zustände angesehen werden können, die sogenannten Zwei-Phononen-Zustände. Diese werden als eine Art kollektive Schwingung der Kernoberfläche interpretiert [1]. Mit steigender Energie nimmt die Dichte der Zustände pro Energieintervall zu. Vor der Neutronenseparationsenergie S_n bildet sich in einem kleinen Energiebereich eine Resonanz, die sogenannte Pygmy Dipol Resonanz (PDR) [2]. Sie wird nur in Kernen mit Neutronenüberschuss beobachtet und kann im Allgemeinen als eine Schwingung der Neutronenhaut gegen den inneren Kern interpretiert werden, wobei ihre genauen Hintergründe immer noch ein aktuelles Forschungsthema sind [3, 4]. Ihr Anteil an der energiegewichteten Summenregel kann bis zu 10% für Kerne mit großem Neutronenüberschuss betragen [5–8]. Die PDR geht nach der Neutronenseparationsenergie in die sogenannte Riesendipolresonanz [9], auch Giant Dipole Resonance (GDR) genannt, über. Sie bildet den größten Anteil an der elektrischen Dipol-Stärkeverteilung und lässt sich als eine kollektive Anregung interpretieren, bei der die Protonen gegen die Neutronen schwingen.

Zur experimentellen Bestimmung der elektrischen Dipol-Stärkeverteilungen ist eine naheliegende Lösung die Verwendung von reellen Photonen mittels sogenannter Kern-Resonanz-Fluoreszenz-Messungen (KRF) [10–15]. Sie sind in der Lage, anhand von polarisierten Photonen, präzise Paritätsmessungen durchzuführen und können somit eindeutig zwischen magnetischen und elektrischen Übergängen unterscheiden [16]. Aus (γ, γ') -Experimenten lässt sich die elek-

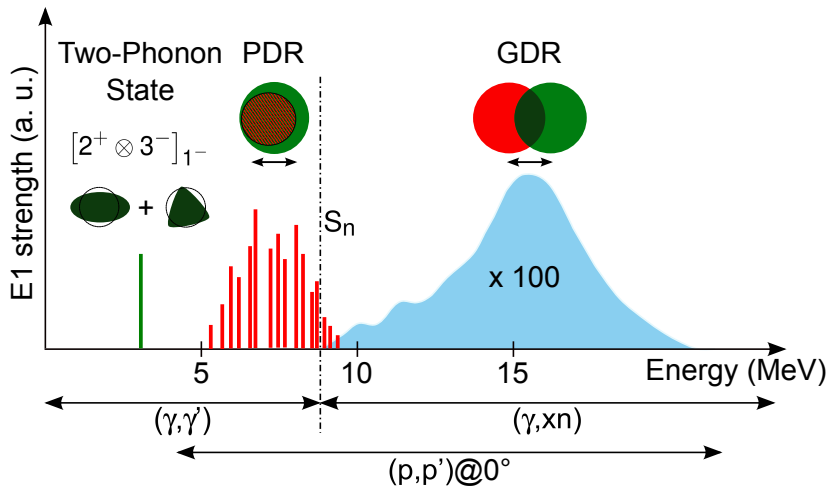


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der elektrischen Dipol-Stärkeverteilung in Abhängigkeit der Energie.

trische Dipol-Stärkeverteilung aber nur bis zur Neutronenseparationsenergie bestimmen und die experimentell ermittelten Daten müssen über eine Korrektur ihres Anteils am gesamten Verzweungsverhältnis angepasst werden, wodurch eine zusätzliche Unsicherheit vorliegt. Im Energiebereich nach der Neutronenseparationsenergie können (γ, x) -Experimente [17, 18] die elektrische Dipol-Stärkeverteilung der Riesenresonanz ermitteln, welche sich aber aus mehreren Prozessen, wie dem (γ, n) -, (γ, p) -, (γ, pn) - und $(\gamma, 2n)$ -Prozess zusammensetzen und nur in ihrer korrekt ermittelten Summe die elektrische Dipol-Stärkeverteilung ermitteln können, wobei jeder einzelne Prozess für sich Unsicherheiten enthält. Eine bessere Alternative zur experimentellen Bestimmung der elektrischen Dipol-Stärkeverteilungen bieten inelastische Protonen-Streuexperimente unter kleinem Streuwinkel mit Projektilenergien von mehreren 100 MeV, welche einen Energiebereich von 5 MeV-25 MeV abdecken können. Aus diesen wurden schon erfolgreich Informationen über die elektrische Dipol-Stärkeverteilung im

gesamten Energiebereich der PDR und GDR für die Kerne ^{48}Ca [19], $^{112-124}\text{Sn}$ [20] und ^{208}Pb [21] ermittelt.

Über die Information der elektrischen Dipol-Stärkeverteilung werden grundlegende physikalische Größen, wie die reduzierte Übergangstärke $B(E1)$, die Dipol-Polarisierbarkeit α_D und die Gamma-Stärkefunktion $f(E_x)$ zugänglich.

Kenntnisse über die reduzierte Übergangstärke im Bereich der Neutronenseparationsenergie leisten einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der PDR und deren Hintergründe [22]. Über die Eigenschaften dieser Mode lassen sich Einblicke in die Zusammensetzung und Ausprägung der Neutronenhaut gewinnen [7, 23–26]. Weiterhin sollen ihre Eigenschaften Informationen über das Abhängigkeitsverhältnis der Symmetrieenergie bezüglich der Kerndichte [7, 27–29] liefern können, wobei dies aber auch in Frage gestellt wird [30–32]. Darüber hinaus könnten Informationen über die Dipol-Stärkeverteilung im Bereich der Neutronenseparationsenergie zu signifikanten Änderungen der Reaktionsraten des Neutroneneinfangs am astrophysikalischen r-Prozess führen [33–35].

Die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit ist eine Grundzustandseigenschaft, welche im Allgemeinen eine Auslenkung der elektrischen Ladung des Kerns bezüglich eines äußeren elektrischen Feldes angibt. Durch die starke Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen haben Ladungsverschiebungen im Kern Auswirkungen auf das gesamte Kernensemble. Anhand dieser wichtigen Größe lassen sich Rahmenbedingungen für die Neutronenhaut [7, 23–25, 36] und Symmetrieenergieparameter [7, 27, 29, 37] festlegen. Durch letzteres lassen sich die Eigenschaften der Equation-of-State (EoS), zu Deutsch Zustandsgleichung der Kernmaterie, von neutronenreicher Materie bestimmen, welche zur Beschreibung der Struktur von Neutronensternen und auch des Kollabierens bzw. der Explosion von sehr großen Sternen in Supernovae genutzt wird [38]. Die Beobachtung von Gravitationswellen, resultierend aus einer Verschmelzung zweier Neutronensterne [39], liefert neue Informationen über die EoS bezüglich neutronenreicher

Materie bei hohen Kerndichten. Aus dem ermittelten Masse-Radius-Verhältnis der miteinander verschmolzenen Neutronensterne [37, 40], konnten weitere Erkenntnisse über die Neutronenhaut von ^{208}Pb gewonnen werden [37]. Die EoS ist somit eine fundamentale Gleichung für die Kern- und Astrophysik. In ihrer niedrigsten Ordnung lässt sie sich über folgende Gleichung angeben [41]

$$E(\rho, \delta) = E(\rho) + S(\rho)\delta^2 + \mathcal{O}(\delta^4), \quad (1.1)$$

mit der Summe ρ über die Protonen- ρ_p und Neutronendichte ρ_n und der Asymmetrie $\delta = (\rho_p - \rho_n)/\rho$. Der Term $E(\rho)$ repräsentiert die Eigenschaften der idealisierten bzw. symmetrischen Kernmaterie in der EoS. Sie bildet in Abhängigkeit der Kerndichte einen gekrümmten Verlauf, welcher proportional zur Inkompressibilität der Kernmaterie ist. Informationen über die Inkompressibilität von Kernmaterie können über die isoskalaren Riesenmonopol- und Dipolresonanzen gewonnen werden [41]. Der zweite Term der EoS steht für die sogenannte Symmetrieenergie [41]

$$S(\rho) = J + \frac{(\rho - \rho_0)}{3\rho_0}L + \mathcal{O}((\rho - \rho_0)^2). \quad (1.2)$$

Gleichung (1.2) entspricht einer Taylorentwicklung um die Sättigungsdichte ρ_0 , welche sich auf die Kerndichte bezieht. In erster Näherung wird die Symmetrieenergie durch die beiden Parameter J und L bestimmt. Die Einschränkungen des Wertebereichs dieser Parameter leisten einen fundamentalen Beitrag zur Bestimmung der EoS, welches eines der aktuellen Hauptziele der Kernphysik darstellt [41]. Nach [42, 43] besteht eine starke Korrelation zwischen den Parametern J und L , der Neutronenhaut und der elektrischen Dipol-Polarisierbarkeit. Daher ist es notwendig, die Dipol-Polarisierbarkeit über einen großen Massenbereich der Kerne experimentell zu bestimmen und mit den Vorhersagen von Modellen zu vergleichen, deren Ergebnisse über gewählte Symmetrieenergieparameter J und L gegeben sind. Erste Versuche den Wertebereich der Symmetrieenergieparameter mit Hilfe von

bestehenden experimentellen Ergebnissen von ^{68}Ni , ^{120}Sn und ^{208}Pb über die Dipol-Polarisierbarkeit einzuschränken, wurden in [44] unternommen. Anhand dieser Ergebnisse sind Vorhersagen über die Dicke der Neutronenhaut und die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit von ^{90}Zr getroffen worden. Der Vergleich mit der experimentell ermittelten elektrischen Dipol-Polarisierbarkeit von ^{90}Zr ermöglicht die Einschränkung des Wertebereichs der Symmetrienergiparamter J und L und deren zugrundeliegenden Modelle auf die Probe zu stellen.

In Streuexperimenten mittels inelastischer Protonenstreuung wird neben der dominant im Energiespektrum vertretenen elektrischen Dipol-Stärkeverteilung auch eine magnetische Dipol-Stärkeverteilung beobachtet, welche den zweitgrößten Beitrag leistet. Im quasi doppelt magischen Kern ^{90}Zr wird dieser Beitrag durch den Spin-Flip-Übergang zwischen den Schalen $(g_{9/2}) \rightarrow (g_{7/2})$ generiert und steht für die isovektorielle Spin-M1-Mode (IVSM1), deren Eigenschaften in Kernen von grundlegendem Interesse sind [45]. Ihre Informationen nehmen Einfluss auf die Beschreibung der sogenannten neutralen Stromreaktion der Neutrinowechselwirkung in Supernovae [46, 47], die Modellierung des Wirkungsquerschnitts für Reaktionen in der Berechnung der Nukleosynthese [48] und die Entwicklung der Einteilcheneigenschaften bezüglich neuer Schalenabschlüsse in neutronreichen Kernen [49, 50]. Die genaue Kenntnis der isovektoriellen Spin-M1-Mode ist notwendig, um das schon länger bekannte Problem des sogenannten Quenchings besser zu verstehen. Als Quenching bezeichnet man die Diskrepanz zwischen der experimentell ermittelten $B(M1)$ -Stärke und der von der Theorie berechneten $B(M1)$ -Stärke, welche systematisch kleiner ist als alle Vorhersagen der Modelle [51]. Erst wenn das Quenching verstanden ist, wird es möglich sein Matrixelemente anzugeben, die hinreichende Ergebnisse liefern, mit denen die absoluten Neutrinomassen des positiven neutrinolosen doppelten β -Zerfalls aus Experimenten berechnet werden können [52]. Die Informationen über die IVSM1-Resonanz sind in mittelschweren bis schweren Kernen nur für ein paar magische Kerne aus Photoabsorbtionsexperimenten bekannt [53–58] und es ist fraglich ob die gesamte Stärke

in diesen Experimenten ermittelt werden konnte, da diese Methoden nur auf den Energiebereich unterhalb der Neutronenseparationsenergie beschränkt sind.

Eine weitere physikalische Größe, die sowohl aus der elektrischen, als auch aus der magnetischen Dipol-Stärkeverteilung gewonnen werden kann, ist die sogenannte Gamma-Stärkefunktion (GSF) [59]. Im Allgemeinen beschreibt die Gamma-Stärkefunktion das mittlere Verhalten der Gammazerfälle eines Kernes. Ihre Informationen werden in der Astrophysik zur Anwendung der statistischen Theorie für Kerne [60], zur Bestimmung des Reaktordesign [61] und zur Beschreibung von Reaktionsprozessen der Transmutation von Elementen in radioaktiven Abfällen [62] verwendet. Die weitreichende Verwendung der Gamma-Stärkefunktion als Eingabeparameter motiviert deren Beschreibung und korrekte Vorhersage erheblich [63]. Experimentell gewonnene Gamma-Stärkefunktionen sind daher ein wichtiger Bestandteil zur Überprüfung dieser Vorhersagen. Weiterhin bildet die Bestimmung der GSF aus (p,p') -Streuexperimenten, bei denen ausschließlich Anregungen aus dem Grundzustand in einen angeregten Zustand auftreten, einen Referenzpunkt zur Überprüfung der Brink-Axel-Hypothese [64, 65]. In dieser wird angenommen, dass die GSF unabhängig von den Eigenschaften des Anfangs- und Endzustands des Übergangs ist und nur von dessen Übergangsenergie abhängt. Diese einfache Betrachtungsweise wird durch mehrere E1-Übergänge [66–70], M1-Übergänge [68, 71, 72] und in [73] in Frage gestellt.

2010 wurde am Research Center of Nuclear Physics (RCNP) in Osaka, Japan ein $^{90}\text{Zr}(p,p')$ -Experiment durchgeführt und Anregungsspektren im Energiebereich von 6 MeV bis 23 MeV aufgenommen. Bis heute wurde davon nur ein kleiner Energiebereich untersucht. Iwamoto et al. [74] fokussierten sich auf die Extraktion der E1- und M1-Stärke im Energiebereich der PDR, wofür eine Multipolentfaltung verwendet wurde. Aus [74] geht hervor, dass der M1-Anteil im Wirkungsquerschnitt stärker im Spektrum vertreten ist als der E1-Anteil, was im Widerspruch zu allen bisherigen Ergebnissen der Kerne ^{48}Ca [19],

$^{112-124}\text{Sn}$ [20] und ^{208}Pb [21] steht, bei denen die E1- und M1-Anteile über eine Multipolentfaltung aus (p,p') -Daten bestimmt wurden. Die extrahierten Multipolanteile sind stark von der durchgeführten Multipolentfaltung anhängig. In [21] wurden die Ergebnisse der Multipolentfaltung mit extrahierten Multipolanteilen aus einer (p,p') -Messung mit polarisierten Protonen übereinstimmend verglichen. Daraus ergibt sich die Frage, ob in [74] ein abweichendes Ergebnis produziert wurde oder ob der quasi doppelt magische Kern ^{90}Zr besondere Eigenschaften aufzeigt.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen mit Hilfe einer Multipolentfaltung, deren Anwendung in den letzten Jahren immer weiter verfeinert wurde [19–21, 75, 76], die E1- und M1-Anteile im gesamten Energiebereich extrahiert werden. Über den E1-Anteil wird der Photoabsorptionswirkungsquerschnitt bestimmt, um über diesen die physikalischen Größen wie die elektrische Dipol-Stärkeverteilung $B(E1)$, die Dipol-Polarisierbarkeit α_D und die Gamma-Stärkefunktion $f(E_x)$ zugänglich zu machen. Der ermittelte M1-Anteil wird zeigen, mit welcher Stärke er im gesamten Spektrum und in welchem Verhältnis er zum E1-Anteil auftritt.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert. In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der inelastischen Protonen-Streuung und die für die Datenanalyse notwendigen Modelle behandelt. Die experimentellen Gegebenheiten sind in Kapitel 3 beschrieben. Auf die Analyse der experimentellen Ergebnisse wird in Kapitel 4 eingegangen. Die Multipolentfaltung der Spektren zur Separation der einzelnen Multipolanteile wird in Kapitel 5 aufgezeigt. Die daraus resultierenden Ergebnisse über die reduzierte Übergangstärke $B(E1)$, die Dipol-Polarisierbarkeit α_D , die Gamma-Stärkefunktion $f(E_x)$ und M1-Stärke werden in Kapitel 6 dargestellt und diskutiert. In Kapitel 7 wird das E1-M1-Verhältnis zweier unterschiedlicher Auswertungen der vorliegenden Daten verglichen. Abschließend folgt in Kapitel 8 eine Zusammenfassung und der Ausblick dieser Arbeit.



2 Theoretische Grundlagen zur Protonen-Streuung und Datenauswertung

In diesem Kapitel wird auf die grundlegenden physikalische Beschreibungen und Modelle eingegangen, die zum Verständnis der Protonen-Streuung und für die Auswertung der in diesem Experiment gemessenen Daten notwendig sind.

2.1 Inelastische Protonen-Streuung

Anhand von inelastischer Protonen-Streuung an einem ^{90}Zr Target wurden in diesem Experiment die physikalisch relevanten Größen ermittelt. Die Wechselwirkung zwischen dem Proton als Projektil und dem Target wird durch die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und die Coulomb-Wechselwirkung beschrieben. Als Quellen für die beiden folgenden Unterkapitel wurden, falls nicht anders angegeben, die Referenzen [77–79] verwendet.

2.1.1 Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zwischen Nukleonen wird durch die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung beschrieben

$$(H_0 + V)\psi = E\psi, \quad (2.1)$$

mit dem Hamiltonoperator H_0 des ungestörten Systems, Wechselwirkungspotential V zwischen den Nukleonen, Wellenfunktion ψ und Eigenenergie E . Die Wellenfunktionen sind durch die Lippmann-Schwinger-Gleichung bestimmt

$$\psi^\pm = \phi + G_0^\pm V \psi^\pm. \quad (2.2)$$

Hierbei ist ϕ die Wellenfunktion für $V = 0$ und \pm steht für die einfallende Welle $+$ und die ausgehende Welle $-$ nach der Wechselwirkung mit dem Atomkern. Die Greensche Funktion G_0^\pm ist gegeben durch

$$G_0^\pm = \frac{1}{E - H_0 \pm i\epsilon}, \quad (2.3)$$

mit i als imaginäre Einheit und der infinitesimalen Größe ϵ . Die Übergangswahrscheinlichkeit ist gegeben durch den Übergangsoperator

$$T^\pm = V + V G_0^\pm V^\pm \quad (2.4)$$

und kann wie folgt in eine Reihe entwickelt werden

$$T^\pm = V + V G_0^\pm V + V G_0^\pm V G_0^\pm V + \dots \quad (2.5)$$

Die Anzahl der Summanden steht für die Anzahl der berücksichtigten Streuprozesse. Wird diese Summe nach dem n -ten Summanden abgebrochen, ergibt sich die sogenannte Bornsche Näherung n -ter Ordnung. Der Übergangsoperator steht mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt in folgender Relation

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{k}_i, \vec{k}_f) = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{|\vec{k}_f|}{|\vec{k}_i|} |T(\vec{k}_f, \vec{k}_i)|^2, \quad (2.6)$$

mit dem Impuls \vec{k} und der reduzierten Masse μ vor (i) und nach (f) der Streuung. Bei allen bis jetzt getroffenen Annahmen wurde davon ausgegangen, dass die Wellenfunktion vor, während und nach dem Streuprozess als ebene Welle vorliegt, was der sogenannten PWBA (Plane Wave Born Approximation) entspricht. Die DWBA (Distorted Wave Born Approximation) berücksichtigt beim Streuprozess, dass die Wellenfunktion, in ihrer Form als ebene Welle, durch das Potential gestört wird. Sie dient als zentraler Bestandteil zur Beschreibung von Streuprozessen in der Kernphysik. Die Lippmann-Schwinger-Gleichung ist in der DWBA gegeben durch

$$\chi^\pm = \phi + G_0^\pm V_0 \chi^\pm, \quad (2.7)$$

hier steht χ^\pm für die Wellenfunktion der einfallenden und ausfallenden Welle, welche vom Potential V_0 in ihrer Form gestört werden. Das Potential lässt sich lokal darstellen, indem es mit der Grundzustandsdichte $\rho_0(\vec{r}_N)$ des Targetkerns gefaltet wird. Als Ergebnis ergibt sich das sogenannte optische Potential

$$U_0(\vec{r}) = \int d^3r_N \rho_0(\vec{r}_N) V_0(\vec{r} - \vec{r}_N). \quad (2.8)$$

In der Bornschen Näherung erster Ordnung lässt sich die Übergangsmatrix T in der Basis der gestörten Wellenfunktion vereinfacht darstellen

$$T \simeq \langle \chi_f^- | V | \chi_i^+ \rangle \simeq \langle \chi_f^- | \sum_{n=1}^A v_n | \chi_i^+ \rangle \simeq \langle \chi_f^- | \sum_{n=1}^A t_n | \chi_i^+ \rangle, \quad (2.9)$$

mit der Zwei-Körper-Wechselwirkung v_n zwischen Projektil und dem n -ten Nukleon des Targetkerns. Die Zwei-Körper-Wechselwirkung t_n , ergibt sich durch eine kinematische Transformation der Übergangsmatrix für Freie-Nukleonen-Streuung. Eine phänomenologische Beschreibung der Freien-Nukleon-Nukleon- t -Matrix für Projektile mit einer Energie von (100 - 800) MeV wurde von Love und Franey [80] berechnet. Im Nukleon-Nukleon-System ergibt sich für die t -Matrix

$$t_{NN} = \int e^{-i\vec{k}_f \cdot \vec{r}} V [1 + (-1)^\lambda P] e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}} d^3r, \quad (2.10)$$

hier ist P der Paritätsoperator und λ steht für den relativen Drehimpuls. Das lokale Potential V ist gegeben durch

$$V = V^C(r) + V^{LS}(r) \vec{L} \cdot \vec{S} + V^T(r) S_{12}, \quad (2.11)$$

mit den Anteilen eines zentralen $V^C(r)$, Spin-Orbit- $V^{LS}(r)$ und eines Tensor- $V^T(r)$ Terms. Die letzten beiden Terme enthalten noch den Bei-

trag des Spin-Orbit- $\vec{L} \cdot \vec{S}$ und Tensor- S_{12} Operators. Für das lokale Potential lassen sich seine Anteile in Yukawa-Potentiale entwickeln

$$V^C(r) = \sum_{i=1}^{N_C} V_i^C \frac{\exp(-r/R_i)}{r/R_i}, \quad (2.12)$$

$$V^{LS}(r) = \sum_{i=1}^{N_{LS}} V_i^{LS} \frac{\exp(-r/R_i)}{r/R_i}, \quad (2.13)$$

$$V^T(r) = \sum_{i=1}^{N_T} V_i^T r^2 \frac{\exp(-r/R_i)}{r/R_i}, \quad (2.14)$$

wobei der Tensor-Term einen zusätzlichen Faktor r^2 enthält. Es handelt sich bei den Variablen V_i um komplexe Größen und R_i stehen für die Reichweitenparameter. Im Fall des zentralen Terms sind diese Größen durch den langreichweitigen Anteil des Ein-Pion-Austausch-Potentials vorgegeben.

In Abbildung 2.1 sind die einzelnen Anteile der t-Matrix für kleine Impulsüberträge dargestellt; mit isoskalarem spinunabhängigen Anteil t_0^C , isovektoriellem spinabhängigen Anteil $t_{\sigma\tau}^C$, isovektoriellem spinunabhängigen Anteil t_τ^C und isoskalarem spinabhängigen Anteil t_σ^C . Zu erkennen ist, dass bei einer Energie von ungefähr 300 MeV der isoskalare spinunabhängige Anteil t_0^C minimal wird und $t_{\sigma\tau}^C$ an dieser Stelle wesentlich größer ist als t_τ^C und t_σ^C , wodurch sich bei dieser Energie eine gute Bedingung zur Untersuchung des isovektoriellen Spin-Flips ergibt.

In ^{90}Zr wird dieser sogenannte Spin-Flip durch den Übergang der Neutronen von der $(g_{9/2})$ -Schale in die $(g_{7/2})$ -Schale mit $\Delta S = 1$ erzeugt. Der magnetische Momentoperator ist nach [81] gegeben durch

$$\vec{\mu} = \left(\sum_{k=1}^Z (g_l^\pi \vec{l}_k + \frac{1}{2} g_s^\pi \vec{\sigma}_k) + \sum_{k=1}^N (g_l^\nu \vec{l}_k + \frac{1}{2} g_s^\nu \vec{\sigma}_k) \right) \cdot \mu_N. \quad (2.15)$$

Er ist abhängig von den Bahndrehimpuls- und Spinoperatoren der Protonen (π) und Neutronen (ν), gekennzeichnet mit \vec{l}_k und $\vec{\sigma}_k$. Die Ope-

ratoren $\vec{\sigma}$ sind die Pauli-Spin-Operatoren und μ_N das nukleare Magneton. Der magnetische Momentoperator lässt sich in einen isoskalaren (IS) und isovektoriellen (IV) Anteil unterteilen

$$\vec{\mu} = \left(\sum_{k=1}^A \left(g_l^{\text{IS}} \vec{l}_k + \frac{1}{2} g_s^{\text{IS}} \vec{\sigma}_k \right) - \sum_{k=1}^A \left(g_l^{\text{IV}} \vec{l}_k + \frac{1}{2} g_s^{\text{IV}} \vec{\sigma}_k \right) \tau_{z,k} \right) \cdot \mu_N, \quad (2.16)$$

mit den freien gyromagnetischen Faktoren $g_l^\pi = 1$, $g_s^\pi = 5,586$, $g_l^\gamma = 0$ und $g_s^\gamma = -3,826$, woraus sich die isoskalaren und isovektoriellen gyromagnetischen Faktoren ermitteln lassen

$$g_l^{\text{IS}} = \frac{1}{2}(g_l^\pi + g_l^\gamma) = 0,5, \quad (2.17)$$

$$g_s^{\text{IS}} = \frac{1}{2}(g_s^\pi + g_s^\gamma) = 0,88, \quad (2.18)$$

$$g_l^{\text{IV}} = \frac{1}{2}(g_l^\pi - g_l^\gamma) = 0,5, \quad (2.19)$$

$$g_s^{\text{IV}} = \frac{1}{2}(g_s^\pi - g_s^\gamma) = 4,706. \quad (2.20)$$

Bei einer Projektilenergie von ungefähr 300 MeV ist nach Abbildung 2.1 für die magnetischen Übergänge zu erwarten, dass diese hauptsächlich isovekterieller Natur sind, weshalb auch von einem isovektoriellen Spin-Flip gesprochen wird. Es ist zwar naheliegend das der isoskalara Anteil der magnetischen Übergänge einen relativ kleinen Beitrag leistet, jedoch darf dieser nicht prinzipiell als vernachlässigbar angesehen werden. Für die folgende Auswertung der M1-Stärke wird dies durch eine Fallunterscheidung mit und ohne isoskalarem Anteil berücksichtigt, siehe Kapitel 6.1.

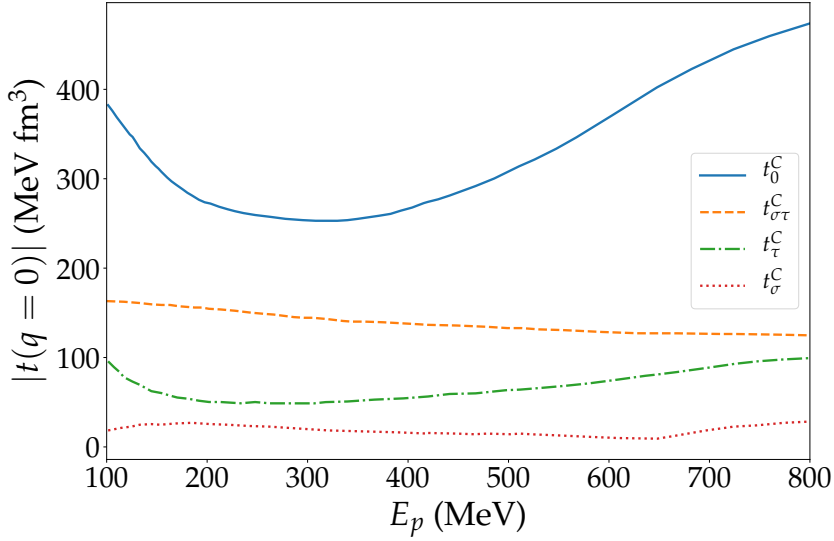


Abbildung 2.1: Anteile der Nukleon-Nukleon t -Matrix für kleine Impulsüberträge in Abhängigkeit der Energie. Die Abbildung wurde neu dargestellt und ist aus [80] entnommen. Es liegt eine Abbildungsgenehmigung der American Physical Society vor. Copyright (1981) by the American Physical Society.

2.1.2 Coulomb-Wechselwirkung

Für (p,p') -Experimente bei kleinen Streuwinkeln, wie es in dieser Arbeit der Fall ist, spielt die Coulomb-Wechselwirkung aufgrund der Ladung des Projektils und Targetkerns eine große Rolle. Sie wird in einfacher Näherung durch die Rutherford-Formel [82]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (2.21)$$

beschrieben. Hier ist Z_1 die Ladung, E die Energie und θ der Streuwinkel des Projektilkerns und Z_2 die Ladung des Targetkerns. Prinzipiell

können bei einem inelastischen Streuprozess sowohl das Projektil als auch das Target in einen angeregten Zustand übergehen. Da der erste angeregte Zustand des Protons bei einer Anregungsenergie von ungefähr 300 MeV liegt, kann in dieser Arbeit davon ausgegangen werden, dass alle inelastischen Streuprozesse ausschließlich zu einer Anregung des Targetkerns führen. Um den Kern aus einem Anfangszustand i in einen angeregten Zustand f anzuregen, ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth} P_{i \rightarrow f} \quad (2.22)$$

mit der Übergangswahrscheinlichkeit $P_{i \rightarrow f} = |a_{i \rightarrow f}|^2$. Unter Verwendung der Störungstheorie mit der Annahme eines zeitabhängigen Feldes $V(\vec{r}(t))$, erzeugt durch geringe Wechselwirkung des Projektils mit dem Target, kann folgender Ausdruck für die Übergangsamplitude angegeben werden [79]

$$a_{i \rightarrow f} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \langle f | V(\vec{r}(t)) | i \rangle dt. \quad (2.23)$$

Hier ist ω die Übergangsfrequenz und \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Unter der Durchführung einer Multipolentwicklung für $V(\vec{r}(t))$, lässt sich die Übergangsamplitude vereinfacht als Summe ausdrücken

$$a_{i \rightarrow f} = i \sum_{\lambda} \chi_{i \rightarrow f}^{\pi\lambda} f_{\lambda}(\xi). \quad (2.24)$$

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bezüglich des adiabatischen Parameters $\xi = \omega b / \gamma v$ wird durch die Funktion $f_{\lambda}(\xi)$ beschrieben. Mit Stossparameter b , Lorentzfaktor γ und der Geschwindigkeit des Projektils v . Für den Fall $\xi = 0$ ist $f_{\lambda}(\xi) = 1$ konstant und für $\xi \gg 1$ gilt $f_{\lambda}(\xi) \sim \exp(-\pi\xi)$. Als ein Maß für die Wechselwirkungsstärke lässt sich der Parameter $\chi_{i \rightarrow f}^{\pi\lambda}$ angeben

$$\chi_{i \rightarrow f}^{\pi\lambda} = \frac{Z_1 e \langle f | \mathcal{M}(\pi\lambda) | i \rangle}{\hbar c b^\lambda}, \quad (2.25)$$

welcher von dem Multipolmoment $\mathcal{M}(\pi\lambda)$ für elektrische oder magnetische Übergänge $\pi \in \{E, M\}$ und der Multipolarität λ des Übergangs abhängt. Hier ist c die Lichtgeschwindigkeit und e die elektrische Ladung. Den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = 2\pi \int_R^{b_a} |\chi_{i \rightarrow f}^{\pi\lambda}(b)|^2 b \, db \quad (2.26)$$

für eine Anregung von Zustand $|i\rangle$ in Zustand $|f\rangle$ erhält man, indem über den Stoßparameter von R , der Summe der Radien von Projektil und Target, bis b_a , dem Stoßparameter für den der adiabatische Parameter $\xi = 1$ ist, integriert wird. Durch Einsetzen der Gl. (2.25) in Gl. (2.26) ergibt sich ein Ausdruck für den totalen Wirkungsquerschnitt für gerade-gerade Kerne, welche wie bekannt einen 0^+ -Grundzustand ausbilden,

$$\sigma_{\pi\lambda} \approx \left(\frac{Z_1 e^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{B(\pi\lambda, 0 \rightarrow \lambda)}{e^2 R^{2\lambda}} \pi R^2 \begin{cases} (\lambda - 1)^{-1} & \text{for } \lambda \geq 2, \\ 2 \ln(b_a/R) & \text{for } \lambda = 1, \end{cases} \quad (2.27)$$

mit der Elementarladung e und der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(\pi\lambda, 0 \rightarrow \lambda)$, welche über die Formel aus [83] gegeben ist

$$B(\pi\lambda, \lambda_i \rightarrow \lambda_f) = \frac{1}{2\lambda_i + 1} \sum_{M_i M_f} |\langle \lambda_f M_f | \mathcal{M}(\pi\lambda) | \lambda_i M_i \rangle|^2, \quad (2.28)$$

mit den magnetischen Quantenzahlen M_i und M_f des Anfangs- und Endzustands.

2.2 Äquivalent-Photon-Methode

Die Coulomb-Anregung kann aus Sicht der Quantenelektrodynamik (QED) als eine Absorption von virtuellen Photonen des Atomkerns beschrieben werden. Die Anzahl der virtuellen Photonen die vom Kern absorbiert werden, haben die gleiche Auswirkung wie reelle Photonen. Dadurch hat diese theoretische Herangehensweise auch ihren Namen, die sogenannte Äquivalent-Photon-Methode. Ihr Ursprung liegt bei Fermi [84] und wurde von Weizsäcker [85] und Williams [86, 87] weiterentwickelt. In [83, 88] wird diese Methode noch ausführlicher behandelt.

Wie schon in früheren Arbeiten [19, 20, 75] gezeigt wurde, gibt es zwei Ansätze, semiklassisch und rein quantenmechanisch, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Rahmen der Äquivalent-Photon-Methode zu berechnen. In [89] wurde - anhand des Photoabsorptionsquerschnitts, auf den noch im weiteren Verlauf dieser Arbeit eingegangen wird - die Verwendung der semiklassischen Methode in Abhängigkeit der Massenzahl untersucht. Es zeigte sich, dass nur im Fall des sehr schweren Kerns Blei ^{208}Pb [21] diese Methode eine sinnvolle Anwendung findet. Für leichtere Kerne, wie ^{90}Zr , empfiehlt es sich, den rein quantenmechanischen Ansatz zu verwenden, welcher von Bertulani und Nathan [90] entwickelt wurde.

In ihrer Theorie basiert die Coulomb-Anregung auf einer eikonalen Näherung, wodurch sich folgender Ausdruck für die differentielle virtuelle Photonenanzahl ergibt

$$\frac{dN_{\pi\lambda}}{d\Omega} = Z_1^2 \alpha \left(\frac{\omega k}{\gamma v} \right)^2 \frac{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2}{(2\pi)^3(\lambda+1)} \sum_{\mu} \left| G_{\pi\lambda\mu} \left(\frac{c}{v} \right) \right|^2 |\Omega_{\mu}(q)|^2, \quad (2.29)$$

mit dem Impulsübertrag $q = 2k \sin(\theta/2)$ und der Funktion

$$\Omega_{\mu}(q) = \int_0^{\infty} J_{\mu}(qb) K_{\mu} \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \exp(i\chi(b)) b db, \quad (2.30)$$

hier sind J_μ die Besselfunktionen, K_μ die modifizierten Besselfunktionen der μ -ten Ordnung und die eikonale Phase

$$\chi(b) = -\frac{1}{\hbar v} \int_0^\infty U_N^{opt}(z', b) dz' + \psi_c(b). \quad (2.31)$$

Es handelt sich bei ψ_c um die Coulombphase und U_N^{opt} ist das optische Potential, welches entweder durch das Anpassen einer Kurve an Daten aus elastischer Streuung oder, wie in Kapitel 2.1.1 diskutiert, durch die Nukleon-Nukleon-t-Matrix bestimmt werden kann.

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{1}{E} \sum_{\pi\lambda} \frac{dN_{\pi\lambda}}{d\Omega} \sigma_{abs}^{\pi\lambda}. \quad (2.32)$$

Dabei handelt es sich um einen Ausdruck, der nur von der differentiellen virtuellen Photonenanzahl und vom Wirkungsquerschnitt für Photoabsorption $\sigma_{abs}^{\pi\lambda}$ abhängt. Dies ermöglicht doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte aus Streuexperimenten von Protonen an Atomkernen, bei denen die Coulomb-Anregung eine Rolle spielt, direkt in den Wirkungsquerschnitt für Photoabsorption umzurechnen. Experimente mit reellen Photonen, wie (γ, x) -Messungen, können zum direkten Vergleich herangezogen werden.

2.3 Quasiteilchen-Phononen-Modell

Das Quasiteilchen-Phononen-Modell (QPM) ist ein phänomenologisches Modell, mit dem Kernanregungen durch Erzeugung und Vernichtung von Teilchen-Loch-Paaren beschrieben werden können. Die Anregung der Teilchen-Loch-Paare wiederum lässt sich durch die Erzeugung und Vernichtung von Phononen bestimmen. Diese Methode eignet sich sehr gut für die Beschreibung kollektiver Anregungen in

mittelschweren und schweren Kernen [91–94]. Der in dieser Arbeit verwendete Formalismus ist [95] entnommen und eine ausführlichere Beschreibung ist in [96] zu finden.

Der Hamiltonoperator für gerade-gerade Kerne ist gegeben durch

$$H = H_{m.p.} + H_{paar} + H_{rest}, \quad (2.33)$$

mit der Annahme, dass die Nukleonen sich in einem mittleren Potential bewegen

$$H_{m.p.} = \sum_{\tau} \sum_{j,m}^{n,p} E_{j\tau} a_{jm\tau}^{\dagger} a_{jm\tau}, \quad (2.34)$$

Nukleonen in nicht abgeschlossenen Schalen leisten einen Paarungsbeitrag

$$H_{paar} = \sum_{\tau} \sum_{j,j'}^{n,p} G_{\tau}^{(0)} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} [a_{jm\tau}^{\dagger} a_{j-m\tau}^{\dagger}]_{00} [a_{j'-m'\tau} a_{j'm'\tau}]_{00} \quad (2.35)$$

mit

$$[a_j^{\dagger} a_{j'}^{\dagger}]_{\lambda\mu} = \sum_{m,m'} C_{jmj'm'}^{\lambda\mu} a_{jm}^{\dagger} a_{j'm'}^{\dagger} \quad (2.36)$$

und die Nukleonen über eine Restwechselwirkung mit einander interagieren

$$H_{rest}^{(p-h)} = \sum_{\lambda\mu} \sum_{\tau\rho}^{\pm 1} (\kappa_0^{(\lambda)} + \rho \kappa_1^{(\lambda)}) M_{\lambda\mu}^{\dagger}(\tau) M_{\lambda\mu}(\tau\rho). \quad (2.37)$$

Die letzten drei Gleichungen wurden im Formalismus der zweiten Quantisierung angegeben, mit den Erzeugungs- $a_{jm\tau}^{\dagger}$ und Vernichtungsoperatoren $a_{jm\tau}$. Die Parameter der Gleichungen sind gegeben durch $j \equiv [n, l, j]$, die Quantenzahl der Einteilchenbasis m , die Energie des Einteilchenzustands $E_{j\tau}$, dem Index τ , welcher zwischen Protonen p und Neutronen n unterscheidet, die Clebsch-Gordan-Koeffizienten

$C_{jmj'm'}^{\lambda\mu}$ und $G_\tau^{(0)}$ einem konstanten Matrixelement, welches das Monopolfeld der Paarungskraft beschreibt.

In Gl. (2.37) bestimmen die Parameter $\kappa_i^{(\lambda)}$ die Stärke der isoskalaren und isovektoriellen Restwechselwirkung, wobei $\rho = \pm 1$ zwischen den isoskalaren und isovektoriellen Übergängen unterscheidet. Der Multipoloperator $M_{\lambda\mu}^\dagger(\tau)$ hat folgende Formen für Zustände mit natürlicher Parität $(-1)^L$

$$M_{\lambda\mu}^\dagger(\tau) = \sum_{j,m,j',m'} \langle jm\tau | i^\lambda f_\lambda^\tau(r) Y_{\lambda\mu}(\Omega) | j'm'\tau \rangle a_{jm\tau}^\dagger a_{j'm'\tau} \quad (2.38)$$

und mit unnatürlicher Parität $(-1)^{L+1}$

$$M_{\lambda\mu}^\dagger(\tau) = \sum_{j,m,j',m',l,m_1} \langle jm\tau | i^l f_l^\tau(r) [\vec{\sigma} \cdot \vec{Y}_{lm_1}(\Omega)]_{\lambda\mu} | j'm'\tau \rangle a_{jm\tau}^\dagger a_{j'm'\tau}. \quad (2.39)$$

Hier ist L der Gesamtdrehimpuls des Zustands und die Funktion $f_\lambda^\tau(r)$ ist der radiale Formfaktor. Bevor die QPM Rechnung durchgeführt werden kann, muss der Hamiltonoperator aus Gl. (2.33) diagonalisiert werden, wobei hierfür mit den ersten beiden Termen der Gleichung begonnen wird. Dafür werden mittels kanonischer Bogoliubov-Transformationen die Teilchenoperatoren in Quasiteilchenoperatoren umgewandelt

$$a_{jm\tau}^\dagger = u_j \alpha_{jm\tau}^\dagger + (-1)^{j-m} v_j \alpha_{j-m\tau}, \quad (2.40)$$

hier bezeichnen u_j^2 und v_j^2 die Bevölkerungswahrscheinlichkeit des Zustands j für Teilchen und Löcher. Als Grundzustand wird das Quasiteilchenvakuum angenommen $\alpha_{jm\tau} | \rangle_q \equiv 0$, sodass für die Minimierung der Grundzustandsenergie gilt

$$\delta \left\{ {}_q \langle H_{m.p.} + H_{paar} \rangle_q + \sum_j \mu_j (u_j^2 + v_j^2 - 1) \right\} = 0. \quad (2.41)$$

Die Lagrange-Multiplikatoren μ_j sind aus der BCS-Gleichung [97] bekannt, $C_\tau = G_\tau^{(0)} \sum_j u_j v_j$ sind Korrelationsfunktionen und λ_τ ist das chemische Potential für Protonen- und Neutronen-Systeme. Damit ergeben sich die Koeffizienten der Bogoliubov Transformation zu

$$v_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_{j\tau} - \lambda_\tau}{\epsilon_{j\tau}} \right), \quad (2.42)$$

$$u_j^2 = 1 - v_j^2, \quad (2.43)$$

mit der Quasiteilchenenergie $\epsilon_{j\tau} = \sqrt{C_\tau^2 + (E_{j\tau} - \lambda_\tau)^2}$. Für Gl. (2.33) lassen sich die ersten zwei Terme jetzt schreiben als

$$H_{m.p.} + H_{paar} = \sum_\tau \sum_{j,m}^{n,p} \epsilon_{j\tau} \alpha_{jm\tau}^\dagger \alpha_{jm\tau}. \quad (2.44)$$

Die einfachste Anregung eines Kerns ist hier durch einen Zwei-Quasiteilchenzustand $\alpha_{jm\tau}^\dagger \alpha_{j'm'\tau}^\dagger | \rangle_q$ gegeben mit einem Teilchen-Loch-Übergang, bei dem der Paarungsbeitrag verschwindet. Die beiden Quasiteilchen sind Fermionen, koppeln aber zu einem ganzzahligen Gesamtdrehimpuls und lassen sich daher durch die Bose-Einstein-Statistik beschreiben. Anhand dieser Gegebenheiten lässt sich ein angepasster Phononenoperator einführen

$$Q_{\lambda\mu i}^\dagger = \frac{1}{2} \sum_\tau \sum_{j,j'}^{n,p} \left\{ \psi_{jj'\tau}^{\lambda i} [\alpha_{j\tau}^\dagger \alpha_{j'\tau}^\dagger]_{\lambda\mu} - (-1)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'\tau}^{\lambda i} [\alpha_{j'\tau} \alpha_{j\tau}]_{\lambda-\mu} \right\}, \quad (2.45)$$

mit Multipolarität λ und Projektion μ . Der Index i zählt die Phononen zu gleicher Multipolarität. Durch Diagonalisieren des Hamiltonoperators im Ein-Phononenzustandsraum $Q_{\lambda\mu i}^\dagger | \rangle_{ph}$ ergeben sich die Koeffizienten $\psi_{jj'\tau}^{\lambda i}$ und $\phi_{jj'\tau}^{\lambda i}$ nach dem Variationsprinzip

$$\delta \left\{ {}_{ph} \langle Q_{\lambda\mu i} H Q_{\lambda\mu i}^\dagger | \rangle_{ph} - \frac{\omega_{\lambda i}}{2} \left[\sum_{jj'} \{ (\psi_{jj'\tau}^{\lambda i})^2 - (\phi_{jj'\tau}^{\lambda i})^2 \} - 2 \right] \right\} = 0, \quad (2.46)$$

mit der Energie des i -ten Phonons $\omega_{\lambda i}$. Der Hamiltonoperator aus Gl. (2.33) lässt sich nun auch im Ein-Phononenzustandsraum angeben

$$H = \sum_{\lambda \mu i} \omega_{\lambda i} Q_{\lambda \mu i}^\dagger Q_{\lambda \mu i} + H_{int}, \quad (2.47)$$

wobei der Term der Restwechselwirkung in Phononenoperatoren entwickelt wurde

$$H_{int} = \sum_{\lambda \mu i} \sum_{\lambda_1 \mu_1 i_1} \sum_{\lambda_2 \mu_2 i_2} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) Q_{\lambda \mu i}^\dagger [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1} Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}]_{\lambda \mu} + \text{h.c.} \quad (2.48)$$

Hier ist $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}$ das Matrixelement der Wechselwirkung der Ein-Phonon und Zwei-Phononen Konfigurationen, welche mit Hilfe der Koeffizienten $\psi_{jj'\tau}^{\lambda i}$ und $\phi_{jj'\tau}^{\lambda i}$ berechnet werden können. Die Wellenfunktion des angeregten Zustands lässt sich allgemein darstellen als eine Superposition von Ein-Phonon, Zwei-Phononen,... Konfigurationen

$$\begin{aligned} \Psi^\nu(JM) &= \left\{ \sum_{\alpha_1} S_{\alpha_1}^\nu(J) Q_{\alpha_1}^\dagger + \sum_{\alpha_2 \beta_2} \frac{D_{\alpha_2 \beta_2}^\nu(J)}{\sqrt{1 + \delta_{\alpha_2 \beta_2}}} [Q_{\alpha_2}^\dagger Q_{\beta_2}^\dagger]_{JM} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{\alpha_3 \beta_3 \gamma_3} \frac{T_{\alpha_3 \beta_3 \gamma_3}^\nu(J)}{\sqrt{1 + \delta_{\alpha_3 \beta_3 \gamma_3}}} [Q_{\alpha_3}^\dagger Q_{\beta_3}^\dagger Q_{\gamma_3}^\dagger]_{JM} + \dots \right\} \Bigg|_{ph}, \\ \delta_{\alpha_3 \beta_3 \gamma_3} &= \delta_{\alpha_3 \beta_3} + \delta_{\alpha_3 \gamma_3} + \delta_{\beta_3 \gamma_3} + 2\delta_{\alpha_3 \beta_3} \delta_{\alpha_3 \gamma_3}, \end{aligned} \quad (2.49) \quad (2.50)$$

mit α, β and γ als Multipolarität der Phononen. Der Index ν gibt an, ob es sich um den ersten, zweiten, ..., n -ten Zustand J im gesamten Energiespektrum des Systems handelt. Die Koeffizienten $S_{\alpha_1}^\nu$, $D_{\alpha_2 \beta_2}^\nu$ und $T_{\alpha_3 \beta_3 \gamma_3}^\nu$ können durch Diagonalisierung des Hamiltonoperators Gl. (2.47) bestimmt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das QPM für DWBA Rechnung genutzt, um die Übergangsamplitude und Einteilchenwellenfunktionen zu bestimmen.

3 (p,p')-Streuexperiment an ^{90}Zr

Die experimentellen Daten, die in dieser Arbeit verwendet werden, wurden 2010 in einem (p,p')-Experiment an ^{90}Zr am RCNP (Research Center of Nuclear Physics) in Osaka (Japan) aufgenommen und voranalysiert. Im weiteren Verlauf wird auf die wichtigsten technischen und experimentellen Details zu diesem Experiment eingegangen. Diese sind, falls nicht anders angegeben aus [98] entnommen.

In Abbildung 3.1 ist die gesamte Experimentieranlage des RCNP's dargestellt. Diese lässt sich in die Bereiche AVF-Zyklotron-Anlage (Azimuthally Varying Field), Ring-Zyklotron-Anlage und Spektrometerbereich, in dem sich die beiden Magnetspektrometer Grand Raiden (GR) und Large Acceptance Spektrometer (LAS) befinden, unterteilen. In der AVF-Zyklotron-Anlage befinden sich zwei verschiedene Ionenquellen, mit denen es möglich ist, einen Protonenstrahl aus entweder unpolarisierten oder polarisierten Protonen zu generieren. Für dieses Experiment wurde die Ionenquelle *NEOMAFIOS* [99, 100] für unpolarisierte Protonen verwendet. Von dieser aus gelangen die unpolarisierten Protonen über Strahlführungselemente in das AVF-Zyklotron, wo sie auf eine Energie von $E_p=54\text{ MeV}$ beschleunigt werden. Danach erreichen sie das Ring-Zyklotron, in dem sie ihre Endenergie für das Experiment von $E_p=295\text{ MeV}$ erhalten und werden dann in den Spektrometerbereich injiziert. Hier dient einerseits das LAS zur Überwachung der vertikalen Strahlposition und andererseits das GR-Spektrometer zur Aufnahme der kernphysikalisch relevanten Streudaten.

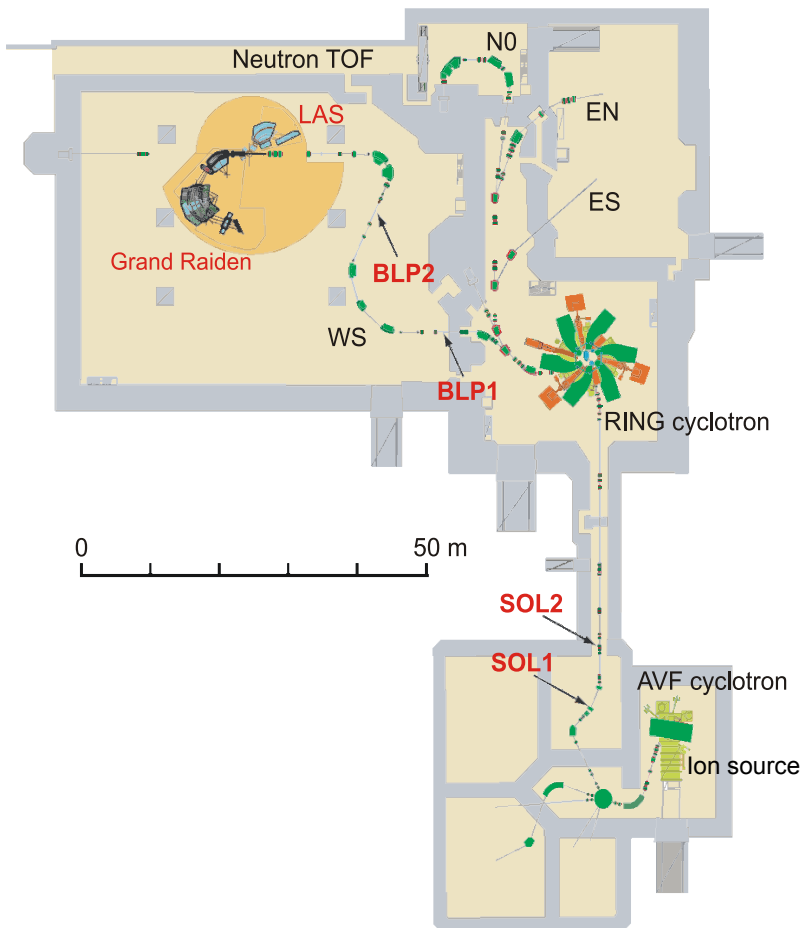


Abbildung 3.1: Grundriss der Experimentieranlage der RCNP-Einrichtung mit Maßstab [101].

3.1 Spektrometer

3.1.1 Grand Raiden Spektrometer

Das Grand Raiden Spektrometer [102] wird durch eine Abfolge von Magneten Q1-SX-Q2-D1-MP-D2-DRS und darauffolgendem Detektorsystem gebildet, die die Protonen nach der Streuung in der Streukammer passieren, siehe Abbildung 3.2. Die Magnete D1, D2 und DRS sind Dipole, Q1 und Q2 sind Quadrupole, SX ist ein Sextupol, und bei MP handelt es sich um einen Multipol. Die Dipole D1 und D2 lenken den Protonenstrahl in Richtung des Detektorsystems und fächern diesen dispersiv auf. Der letzte Dipolmagnet DSR wird im Allgemeinen für die Spinrotation bei polarisierten Protonen verwendet. Mit ihm ist es außerdem möglich, die Protonen zusätzlich um $+18^\circ$ und -17° abzulenken ohne die Auflösung des Spektrometers zu verschlechtern. Für dieses Experiment wurde dieser Magnet aber nur dazu verwendet, den Strahl in den Beamdump für die 0° -Messung zu lenken. Die Quadrupol-, Sextupol- und Multipolmagnete werden dazu verwendet um die Diffusion des Protonenstrahls zu kontrollieren. Das GR-Spektrometer hat eine Impulsauflösung von $p/\Delta p = 3,7 \cdot 10^4$ und eine Impulsakzeptanz von 5 %. Weitere technische Details sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

3.1.2 Large Acceptance Spektrometer (LAS)

Das LAS [103] besteht aus einem Quadrupolmagneten und einem Dipolmagneten Q-D mit darauffolgendem Detektorsystem. Es steht unter einem Winkel von 60° relativ zur Einschussrichtung in das GR-Spektrometer und misst die gestreuten Protonen während des Experiments. Die vertikale Vergrößerung des LAS beträgt den Faktor 7,3, sodass die vertikale Position der Protonen auf der Fokalebene des Detektorsystems sensitiv auf die vertikale Strahlposition auf dem Target ist. Daher wird das Spektrometer verwendet, um die vertikale

Strahlposition auf dem Target während des Experiments zu überwachen. Für dieses Experiment wurde die vertikale Winkelakzeptanz, mittels eines Kollimators, auf $\pm 6 \text{ mrad}$ reduziert, wodurch die Auflösung der Strahlposition verbessert wurde und Strahlschwankungen von $\pm 0,01 \text{ mm}$ vom Zentrum des Strahls auf dem Target in vertikaler Richtung gemessen werden konnten. Das LAS besitzt außerdem eine große Impulsakzeptanz von 30 %. In Tabelle 3.1 sind weitere technische Details aufgeführt.

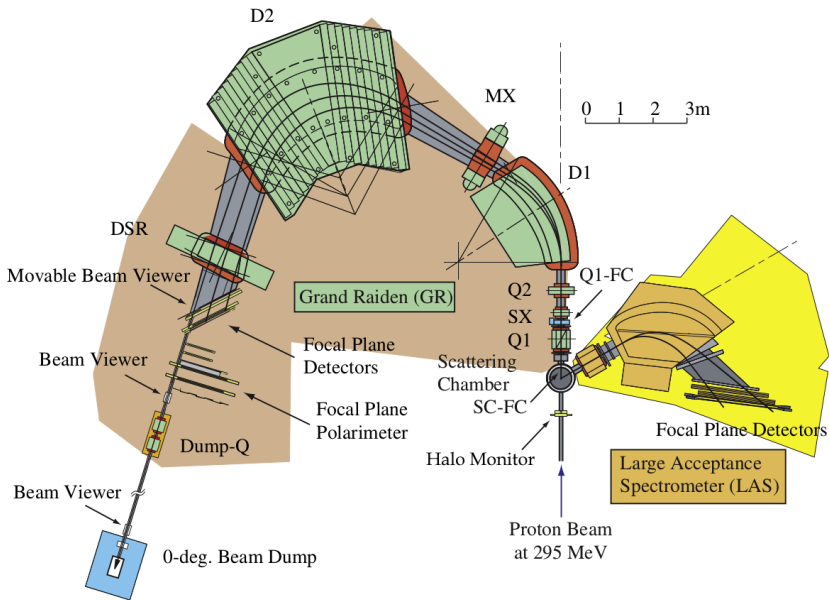


Abbildung 3.2: Das Grand Raiden Spektrometer (nach links verlaufend) mit 0°-Beamdump und das Large Acceptance Spektrometer (nach rechts verlaufend). Entnommen aus [104]. Copyright 2009, with permission from Elsevier.

Tabelle 3.1: Technische Daten des Grand Raiden Spektrometers und Large Acceptance Spektrometers [102, 103].

	GR	LAS
Magnetkonfiguration	Q1-SX-Q2-D1-(MP)-D2-(DSR)	Q-D
Mittlerer Orbitradius	3 m	1,5 m
Totaler Ablenkungswinkel	162°	70°
Anstellwinkel Fokalebene	45°	57°
Magnetische Steifigkeit	5,4 Tm	3,2 Tm
Impulsakzeptanz	5 %	30 %
Impulsauflösung	37076	4980
Horizontale Vergrößerung	-0,417	-0,4
Vertikale Vergrößerung	5,98	-7,3
Horizontale Winkelakzeptanz	±20 mrad	±60 mrad
Vertikale Winkelakzeptanz	±70 mrad	±100 mrad

3.2 Detektorsystem

Das Detektorsystem des Grand Raiden und des Large Acceptance Spektrometers besteht aus vertikalen Vieldraht-Driftkammern und zwei Plastiksintillatorebenen. In Abbildung 3.3 ist das Detektorsystem des GR-Spektrometers dargestellt, das dem Detektorsystem des LAS sehr ähnelt.

Die zwei vertikalen Vieldraht-Driftkammern, MWDC1 und MWDC2, bestehen aus jeweils zwei Anodendrahtschichten, eine X- und eine V-Ebene. Jede Ebene ist von zwei Kathodenplatten umgeben. Die Drähte der X-Ebene sind vertikal relativ zum Hallenboden und die der V-Ebene relativ zu den Drähten der X-Ebene um -48,2° verkippt angeordnet. Das Detektorsystem des LAS besteht ebenfalls aus zwei vertikalen Vieldraht-Driftkammern, allerdings enthalten diese drei Drahtebenen, die wieder jeweils von Kathodenplatten umgeben sind. Eine Vieldraht-Driftkammer enthält zusätzlich zu der X- und V-Ebene eine weitere U-Ebene. Die Drähte der X-Ebene sind vertikal zum Hallenboden, die der V-Ebene um -31° und die der U-Ebene um 31° relativ zur X-Ebene

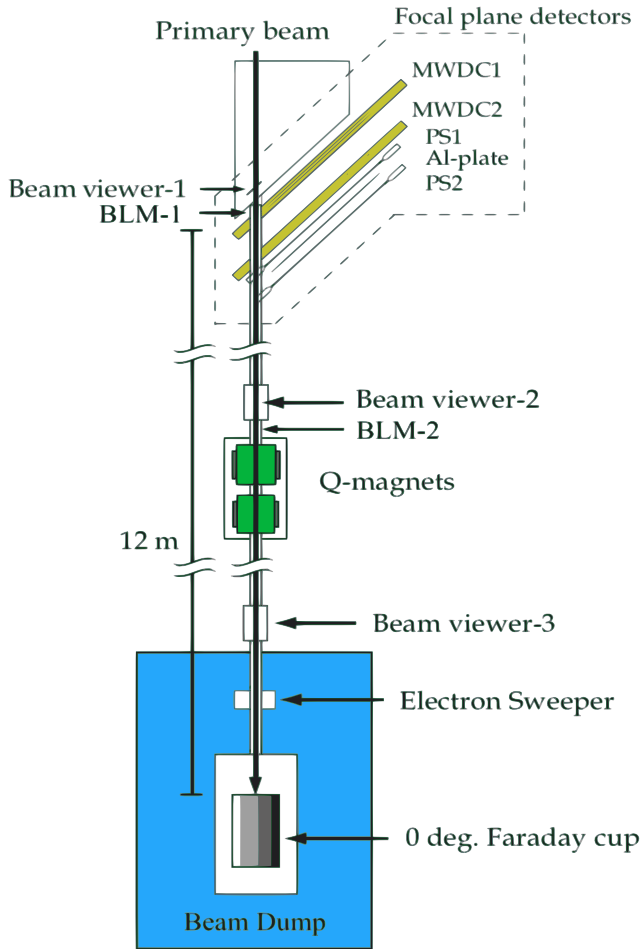


Abbildung 3.3: Anordnung der Strahlführung für 0° -Streuung des Grand Raiden Spektrometers. Der Primärstrahl (Primary beam) wird am Detektorsystem (Focal plane detectors) vorbei in den 0° -Beamdump geleitet. Die am Target gestreuten Protonen treffen rechts vom Primärstrahl auf das Detektorsystem. Entnommen aus [98].

verkippt gespannt. Für dieses Experiment wurde die X-Ebene des LAS nicht verwendet. Die Signale der vier Drahtebenen der Spektrometerdetektorsysteme liefern die vier Informationen (x_{det} , θ_{det} , y_{det} , ϕ_{det}), mit x_{det} als horizontale Position, θ_{det} als horizontalem Einfallswinkel, y_{det} als vertikale Position und ϕ_{det} als vertikalem Einfallswinkel der am Target gestreuten Protonen auf der Fokalebene des Detektorsystems. Weitere technische Eigenschaften der Vieldraht-Driftkammern können Tabelle 3.2 entnommen werden.

Die Plastiksziintillatorebenen, PS1 und PS2, wurden dazu verwendet, um die einfallenden Teilchen mittels ihres Energieverlustes zu identifizieren und dienten als Auslöser für die Datenaufnahme. PS1 und PS2 bestehen für das GR-Spektrometerdetektorsystem aus jeweils einem und für das LAS-Detektorsystem aus jeweils drei übereinander angeordneten Plastiksziintillatoren. An jedem Einzelnen befand sich auf beiden Seiten eine Photomultiplerröhre, die die Anzahl der sichtbaren Photonen - welche durch die einfallenden Teilchen im Szintillatormaterial erzeugt wurden - in ein Spannungssignal umwandelt. Die deponierte Energie der einfallenden Teilchen im Szintillator ist proportional zur Anzahl der erzeugten sichtbaren Photonen und diese wiederum sind proportional zur ausgehenden Spannung des Photomultipliers. Die Signale von PS1 und PS2 steuerten die Auslese der Datenaufnahme. Für das Detektorsystem des GR-Spektrometers und des LAS befand sich eine 5 mm und 3 mm Dicke Aluminiumplatte zwischen den Szintillatoren, um den Untergrund in PS2, verursacht durch Teilchenstreuung in PS1, zu reduzieren. Die Plastiksziintillatoren des LAS-Detektorsystems sind identisch in ihrem Aufbau und ihrer Funktionsweise. Durch die Position der sensitiven Fläche des Vieldraht-Driftkammer-Detektors des GR-Spektrometers können Protonen nur im Energieverlustbereich von (6-23) MeV detektiert werden.

Tabelle 3.2: Technische Daten der Vieldraht-Driftkammern des Grand Raiden Spektrometers und des Large Acceptance Spektrometers.

	Grand Raiden Spektrometer	Large Acceptance Spektrometer
Drahtkonfiguration	X (0°), U (-48,2°)	X (0°), U (-31°), V (31°)
Aktive Fläche	1150 mm × 120 mm	1700 mm × 350 mm
Anzahl der aktiven Drähte	192 (X), 208 (U)	272 (X), 256 (U, V)
Anoden-Kathoden Abstand	10 mm	10 mm
Abstand Anodendrähte	2 mm	2 mm (X), 2,33 mm (U, V)
Abstand aktiver Drähte	6 mm (X), 4 mm (U)	6 mm (X), 7 mm (U, V)
Angelegte Spannung	-5,6 kV (Kath.), -0,3 kV (Pot.)	-5,5 kV (Kath.), -0,3 kV (Pot.)
Ein- und Austrittsfenster	12,5 µm Aramidfilm	25 µm Aramidfilm
Aktive Drähte	20 µm goldbeschichtete Wolframdrähte	
Potentialdrähte	50 µm goldbeschichtete Beryllium Kupferdräht	
Kathode	10 µm Kohlenstoff Aramidfilm	
Gasgemisch	Argon (70 %) + Isobutan (30 %) + Isopropanol	

3.3 Messung (p,p')⁹⁰Zr

In der neuntägigen Messkampagne im Juni 2010 wurde zur Messung der in dieser Arbeit verwendeten Daten ein (p,p')-Streuexperiment an einem ⁹⁰Zr-Target mit einer Massenbelegung von 4,125 mg/cm² und einer Anreicherung von 97,65 % am GR-Spektrometer durchgeführt. Für die Energiekalibrierung des GR-Detektorsystems sind die Targets ²⁶Mg mit einer Massenbelegung von 1,55 mg/cm² und ²⁷Al mit einer Massenbelegung von 1,68 mg/cm² verwendet worden. Die Streuwinkelkalibrierung - eine Korrektur der Abbildung der gestreuten Protonen auf der Fokalebene - wurde anhand einer Lochblendenmessung durchgeführt.

Für diese Korrektur wurde eine Messingplatte mit einer Dicke von 5 mm zwischen der Streukammer und dem ersten Quadrupol Q1 im Strahlrohr platziert, welche ein rechteckiges symmetrisches Lochmuster aus 5(horizontalen) x 5(vertikalen) Löchern enthielt. Für die Lochblendenmessung stand das GR-Spektrometer unter einem Winkel von 16°. An einem ⁵⁸Ni-Target mit einer Massenbelegung von 100,1 mg/cm² wurden elastisch gestreute Protonen gemessen. Die Protonenstrahlenergie betrug 295 MeV und der Strahlstrom variierte zwischen (1-10) nA. Es wurde die komplette Akzeptanz des GR-Spektrometers genutzt, die horizontale Apertur betrug ±0,75° und die vertikale Apertur ±2,0°. Anzumerken ist, dass die Trajektorien der Protonen nicht direkt auf die Fokalebene fokussiert wurden, sondern etwas dahinter. Die Trajektorien der Protonen, die das Target unter verschiedenen Winkeln verlassen, werden so nicht auf einen Punkt abgebildet. Ihre Bahnen sind daher im Detektorsystem besser unterscheidbar, wodurch die Raumwinkelauflösung verbessert wird. Das Target ⁹⁰Zr wurde unter drei verschiedenen Grand Raiden Spektrometerwinkeln 0°, 2,5° und 4,5° gemessen. Die Energieauflösung bei dieser Messung betrug (20-35) keV(FWHM) und es wurden Anregungsspektren von (6-23) MeV gemessen. Das LAS diente während der gesamten

Messung zur Überwachung der vertikalen Strahlposition auf dem Target.

3.3.1 Messung der gesammelten Ladung

Zur Messung der gesammelten Ladung wurden sogenannte Faraday Cups (FCs) genutzt. Der 0° -FC wurde für die 0° -Messung verwendet. Er befand sich im 0° -Beamdump, 12 m entfernt vom Detektorsystem, siehe Abbildung 3.3. Der Faraday Cup (Q1-FC) hinter dem ersten Quadupolmagneten, siehe Abbildung 3.2, wurde für die Messungen unter $2,5^\circ$ und $4,5^\circ$ verwendet. Aufgrund von Transmissionsverlusten war die gemessene gesammelte Ladung an den verschiedenen FCs nicht gleich, weshalb eine Kalibrierung der einzelnen FCs nötig war. Als Referenz diente der Faraday Cup (SC-FC), welcher schon im Vorfeld so kalibriert wurde, dass seine absolute Effizienz nahe bei 100 % lag [105, 106]. Eine gleichzeitige Messung der gesammelten Ladung an zwei FCs war während der Messung nicht möglich. Als Alternative dienten die zwei Polarimeter (BLPs) in der Stahlführung. Sie wurden auf die gesammelte Ladung der FCs normiert, sodass eine Proportionalität zwischen der gesammelten Ladung an den FCs und BLPs bestand.

4 Analyse der Rohdaten und extrahierten Spektren

4.1 Rohdatenanalyse

Die Rohdatenanalyse wurde bereits in [98] durchgeführt und umfasste folgende Punkte:

- Teilchenidentifikation
- Effizienz der Vieldraht-Driftkammern
- Kalibrierung des Streuwinkels
- Bestimmung des Untergrunds
- Optimierung der Energieauflösung
- Energiekalibrierung
- Kalibrierung der Faraday Cups
- Erstellung der Impulshöhenspektren

Um im weiteren Verlauf die Ergebnisse der Impulshöhenspektren besser deuten zu können, wird an dieser Stelle kurz auf die Vorgehensweise zur Bestimmung der Impulshöhenspektren und deren Untergrund eingegangen. Nach der Streuung der Protonen am Target, werden diese dispersiv horizontal durch die Dipolmagnete aufgefächert, auf die aktive Fläche der Vieldraht-Driftkammern geleitet und von der Datenauslese als Ereignisse ausgelesen. Die Projektion auf die nicht-dispersive Ebene der gemessenen Ereignisse ist in Abbildung 4.1 links zur Veranschaulichung aus einer $^{28}\text{Si}(p,p')$ -Messung gezeigt. Es bildet sich eine scharfe Fläche auf einem breiten Untergrund, wobei

der rote Peak den Ereignissen der horizontal aufgefächerten Protonen entspricht. Die grünen Flächen rechts und links um den Peak ergeben gemittelt den vorliegenden Untergrund. Wird die Projektion auf die nicht-dispersive Ebene für jede Ablage in dispersiver Richtung erzeugt, ergibt sich daraus das Impulshöhenspektrum mit anteiligem Untergrund für das komplette Anregungsspektrum, siehe Abbildung 4.1 rechts.

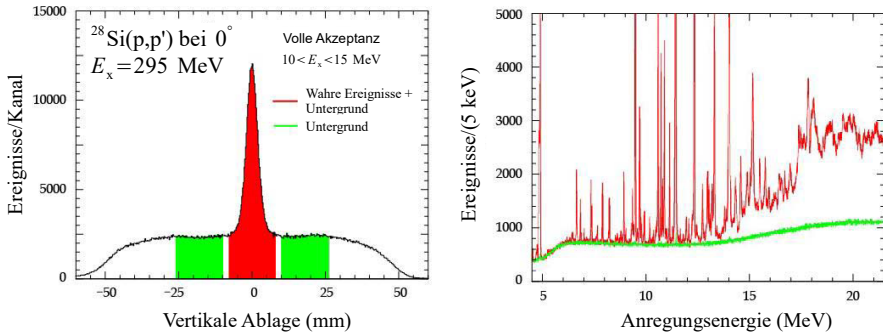


Abbildung 4.1: Korrektur des Untergrunds. Links ist die vertikale Projektion der gemessenen Ereignisse der Vieldraht-Driftkammern dargestellt. Rechts ist das resultierende Impulshöhenspektrum mit Untergrund gezeigt, wenn die vertikale Projektion binweise erzeugt und analysiert wird. Entnommen aus [104]. Copyright 2009, with permission from Elsevier.

In der Rohdatenanalyse wurden zu den Spektrometerwinkeln 0° , $2,5^\circ$ und $4,5^\circ$, unter denen das GR-Spektrometer stand, Winkelausschnitte generiert, sogenannte Gates, wie in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Gates 0, 1, 2 zu einem Spektrometerwinkel umfassen einen Winkelbereich von θ_{min} bis θ_{max} , woraus der experimentelle Streuwinkel der Protonen im Schwerpunktsystem θ_{CM} ermittelt wurde. Anstelle von drei Streuwinkeln ergeben sich über diese Winkelausschnitte neun Streuwinkel, wodurch mehr Datenpunkte für die Kurvenanpassung verwendet werden können, siehe Kapitel 5.

Tabelle 4.1: Winkelausschnitte zu den GR-Spektrometerwinkeln 0° , $2,5^\circ$ und $4,5^\circ$ mit Winkelbereichen von θ_{min} bis θ_{max} und resultierendem Streuwinkel der Protonen θ_{CM} im Schwerpunktsystem.

Gate zu GR-Winkel	θ_{min} (Grad)	θ_{max} (Grad)	θ_{CM} (Grad)
Gate 0 zu 0°	0,01	0,71	0,48
Gate 1 zu 0°	1,00	1,40	1,23
Gate 2 zu 0°	1,40	1,80	1,63
Gate 0 zu $2,5^\circ$	2,10	2,25	2,21
Gate 1 zu $2,5^\circ$	2,25	2,75	2,55
Gate 2 zu $2,5^\circ$	2,75	3,25	3,05
Gate 0 zu $4,5^\circ$	3,75	4,25	4,07
Gate 1 zu $4,5^\circ$	4,25	4,75	4,58
Gate 2 zu $4,5^\circ$	4,75	5,25	5,08

In Abbildung 4.2 sind die aus den Rohdaten bestimmten Impulshöhenspektren zu den Streuwinkeln im Schwerpunktsystem für die (p,p')-Messung an ^{90}Zr und ermitteltem Untergrund dargestellt. Die Impulshöhenspektren enthalten die Anzahl der Ereignisse pro 9,17 keV in Abhängigkeit der Energie. In den Impulshöhenspektren zu den Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$ und $\theta_{CM}=2,55^\circ$ tritt ein verhältnismäßig großer Peak bei ca. 10 MeV sowohl für die wahren Ereignisse der (p,p')-Messung an ^{90}Zr , als auch im ermittelten Untergrund, auf. In den Impulshöhenspektren unter den Spektrometerwinkeln 0° und $4,5^\circ$ ist zu erkennen, dass der Untergrund für die zugehörigen Streuwinkel mit ähnlichem Anteil auftritt, was somit auch für die Streuwinkel zum Spektrometerwinkel $2,5^\circ$ zu erwarten wäre. Relativ zur GDR und im Vergleich mit den anderen Spektren tritt dieses Peak mit einer verhältnismäßig hohen Zählrate auf, wodurch anzunehmen ist, dass diese Ereignisse von Protonen erzeugt wurden, welche nicht am Target gestreut wurden. Die Daten der in Abbildung 4.2 gezeigten Impulshöhenspektren und die Werte in den Tabellen A.1 und A.2 im Anhang bilden die Datengrundlage der Datenanalyse der vorliegenden Arbeit.

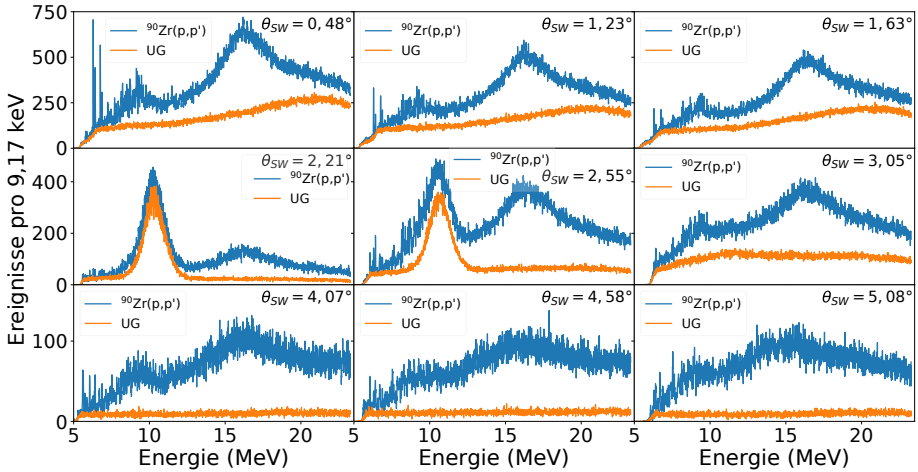


Abbildung 4.2: Impulshöhenspektren zum jeweiligen Streuwinkel θ_{CM} der (p,p')-Messung an ^{90}Zr in Abhängigkeit von der Energie und der dazugehörige ermittelte Untergrund.

4.2 Analyse der Impulshöhenspektren

In Abbildung 4.3 sind die neun Impulshöhenspektren aus der (p,p')-Messung an ^{90}Zr mit Untergrundabzug dargestellt. Die ungewöhnlich hohen Peaks in den Spektren der Streuwinkel von $\theta_{CM}=2,21^\circ$ und $\theta_{CM}=2,55^\circ$ sind verschwunden. Im Spektrum zum Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$ sind im niederenergetischen Bereich isolierte Resonanzen einzelner Zustände zu erkennen. Bei ca. 9 MeV befindet sich die PDR und bei ca. 16 MeV die GDR. Zu größeren Streuwinkel ändert sich die Struktur der Spektren, was an den abnehmenden Ausprägungen der PDR und GDR zu sehen ist. Eine solche Veränderung war zu erwarten, da ihr Hauptanteil aus dem E1-Multipolanteil besteht und dessen Wirkungsquerschnitt mit steigendem Winkel abnimmt. Der Beitrag anderer Multipolanteile, wie der der Quadrupolresonanz bei ca. 14 MeV, wächst zu größeren Streuwinkeln und erschwert damit die strukturelle Unterscheidung von PDR zu GDR. Eine Auffälligkeit in Abbildung 4.3

bildet das Spektrum zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$, hier ist das Höhenverhältnis von PDR zu GDR anders als für die restlichen Streuwinkel. Dieser Unterschied kommt wahrscheinlich von einem nicht korrekt bestimmten Untergrund.

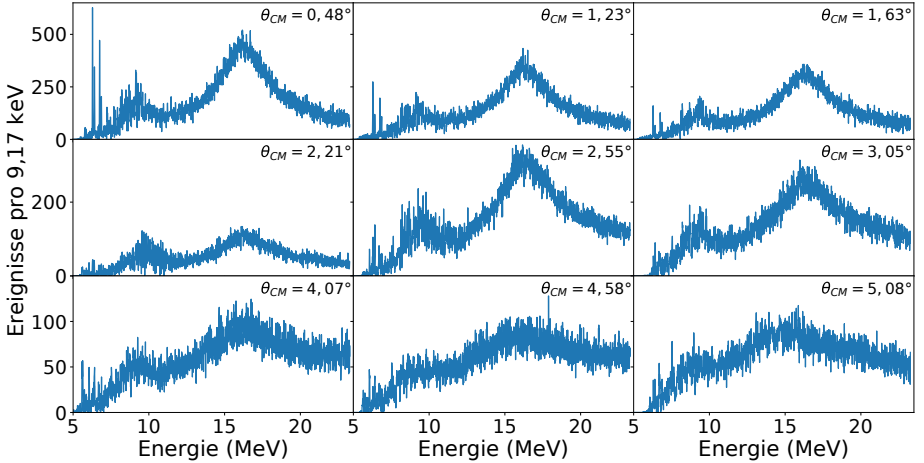


Abbildung 4.3: Impulshöhenspektren zum jeweiligen Streuwinkel θ_{CM} der (p,p')-Messung an ^{90}Zr nach Untergrundabzug in Abhängigkeit der Energie.

4.3 Doppelt Differentieller Wirkungsquerschnitt

Um aus den gemessenen Spektren physikalische Größen zu extrahieren, wird aus den Impulshöhenspektren der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt berechnet. Er ergibt sich aus der Anzahl der gemessenen Streueignisse pro Kanal und einem Faktor, der von den experimentellen Gegebenheiten abhängt. Die Umrechnung der Impulshöhenspektren in den doppelt differenziellen Wirkungsquerschnitt und Bestimmung der Unsicherheiten wurde mit folgenden Gleichungen [98] durchgeführt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{CNeAJ}{\Omega_{Lab}L\varepsilon_{total}QN_A t\eta}, \quad (4.1)$$

$$u\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\bigg|_{stat}\right) = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}, \quad (4.2)$$

$$u\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\bigg|_{sys}\right) = 10\%, \quad (4.3)$$

mit dem statistischen und systematischen Beitrag zur Gesamtunsicherheit $u\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\bigg|_{stat}\right)$ und $u\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\bigg|_{sys}\right)$. Die experimentellen Unsicherheiten waren für diese Auswertung leider nicht zugänglich, weshalb sich an vorherigen Arbeiten orientiert wurde. Aus [20, 21, 75, 105] geht hervor, dass drei Größen, die Bestimmung des Raumwinkels, die Targetdicke und die gesammelten Ladungen den relevanten systematischen Beitrag zur Gesamtunsicherheit leisten. Für den systematischen Beitrag zur Gesamtunsicherheit ergaben sich in der Vergangenheit Gesamtbeiträge von maximal 10 %, weshalb in dieser Arbeit für die weitere Analyse ein nach oben abgeschätzter Beitrag von 10 % angenommen wird.

In Abbildung 4.4 ist der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt zu allen neun Streuwinkel gezeigt. Das Ergebnis zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$ weist eine verhältnismäßig dickere Struktur im Verlauf auf und das erwähnte abweichende Höhenverhältnis von PDR und GDR ist deutlich zu erkennen. Aufgrund dieser Abweichungen gegenüber den anderen acht Streuwinkeln werden für diese Auswertung und weitere Analysen die Ergebnisse zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$ nicht berücksichtigt. Eine größere Darstellung des doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt zu allen neun Streuwinkel ist im Anhang A.2 zu finden.

Tabelle 4.2: Experimentelle Parameter die verwendet wurden, um den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zu berechnen.

$C = 10^{27}$	(mb/cm ²)	Umrechnungsfaktor
N	(1/MeV)	Gemessene Ereignisse pro Bin
$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$	(C)	Elementarladung
m_A	(g/mol)	Masse des Targetisotops
Ω_{Lab}	(sr)	Raumwinkel im Laborsystem
Ω_{CM}	(sr)	Raumwinkel im Schwerpunktsystem
$J = \Omega_{Lab}/\Omega_{CM}$	(-)	Jakobi-Determinante (Umrechnung vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem)
$N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$	(1/mol)	Avogadro-Konstante
Q	(C)	Gesammelte Ladung
t	(g/cm ²)	Targetdicke
η	(-)	Targetanreicherung
ε_{total}	(-)	Nachweiseffizienz
L	(-)	Mittlere Laufzeit des Messsystems (lifetime ratio)

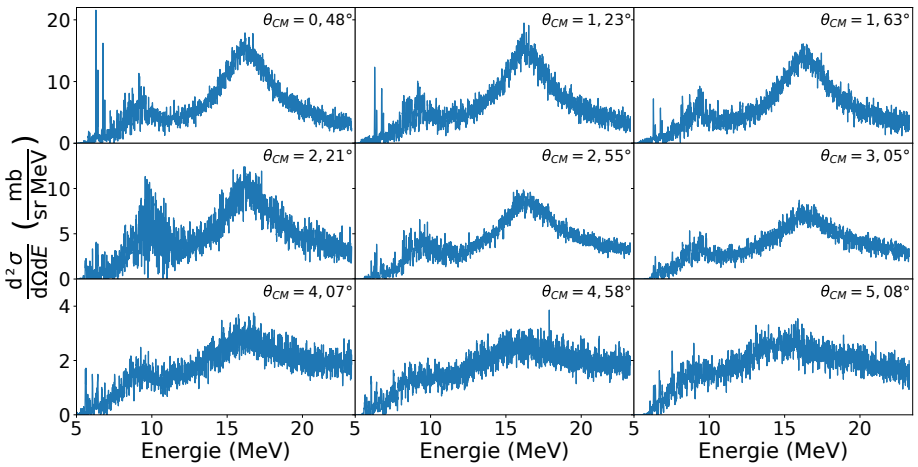


Abbildung 4.4: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum jeweiligen Streuwinkel θ_{CM} der (p,p')-Messung an ^{90}Zr in Abhängigkeit der Energie.

5 Multipolentfaltung der Wirkungsquerschnitte

Die Multipolentfaltung wird dazu verwendet, um die einzelnen Beiträge der elektrischen und magnetischen Multipole im Spektrum zu bestimmen. Hierzu werden aus der Theorie berechnete Winkelverteilungen der einzelnen Multipole an die Winkelverteilungen der (p,p') -Daten angepasst. Die Methode der Multipolentfaltung findet in mehreren Teilen der Kernphysik ihre Anwendung. Zum einen bei Ladungsaustauschreaktionen [107, 108], um die Gamow-Teller-Stärke zu bestimmen, und andererseits bei inelastischer α -Teilchen-Streuung [109–111]. Wie frühere Arbeiten zeigen, eignet sich diese Methode auch für inelastische Protonenstreuung [76, 93, 94].

5.1 Berechnete Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Multipolanteile

Die theoretischen Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts (Modellwinkelverteilungen) der Multipolanteile wurden mit Hilfe des Programms *DWBA07* [112] in Abhängigkeit des Streuwinkels berechnet. Als Eingabeparameter für die Berechnungen sind die im Quasiteilchen-Phononen-Modell berechneten Übergangsamplituden und Einteilchen-Wellenfunktionen verwendet worden. Zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wurde die Parametrisierung von Love und Franey [80] herangezogen.

Zusätzlich ist es möglich, mit dem DWBA-Programm *DWBA07* den Beitrag der sogenannten effektiven Ladung zu berücksichtigen. Sie dient dazu, um den Rückstoß des Kerns durch den Stoßprozess mit dem Projektil im Schwerpunktsystem zu berücksichtigen, da der Kern hierdurch eine bewegte Ladung darstellt und somit auch einen Dipolbeitrag generiert. In vorangegangenen Arbeiten [20, 21, 75] wurde diese nicht berücksichtigt, da schon die Coulomb- und starke Wech-

selwirkung in den Berechnungen enthalten waren. Für die DWBA-Rechnungen der Winkelverteilungen von Iwamoto *et al.* [98] wurde jedoch die effektive Ladung zusätzlich verwendet. Deshalb wird unter anderem im Rahmen dieser Arbeit die Berücksichtigung der effektiven Ladung am E1-Multipolbeitrag, welcher den stärksten Beitrag leistet, systematisch untersucht werden. Nach [113] ist die Übergangsamplitude für elektrische Multipole gegeben durch

$$\begin{aligned} \langle j_2 | i^2 \mathcal{M}(E\lambda) | j_1 \rangle &= e(-1)^{j_1-j_2+\lambda} i^{l_1-l_2+\lambda} \\ &\quad \sqrt{\frac{(2\lambda+1)(2j_1+1)}{4\pi}} \\ &\quad \langle j_2 | r^2 | j_1 \rangle \langle j_1 \frac{1}{2} \lambda 0 | j_2 \frac{1}{2} \rangle, \end{aligned} \quad (5.1)$$

mit den Einteilchen Drehimpuls-Basiszuständen j_1 und j_2 , sowie deren zugehörigen Bahndrehimpuls l_1 und l_2 . Außerdem gilt, dass $(l_1 + \lambda - l_2)$ gerade Zahlen ergeben müssen. Für die E1-Übergangsamplitude lässt sich anstelle der elektrischen Ladung e in Gl. (5.1) eine sogenannte effektive Ladung, im Rahmen von Teilchen-Loch-Anregungen, angeben [113]

$$(e)_{E1} = \left(\frac{1}{2} - t_z\right)e - \frac{Ze}{A} = \begin{cases} \frac{N}{A}e & \text{Proton} \\ -\frac{Z}{A}e & \text{Neutron.} \end{cases} \quad (5.2)$$

Der Isospinparameter ist $t_z = +1/2$ für Neutronen und $t_z = -1/2$ für Protonen.

Für diese Arbeit wurde jeweils eine Modellwinkelverteilung für die Multipolanteile E0, M1, M2, E2 und E3 berechnet. In Abbildung 5.1 a) sind die M1-, M2- und E3-Winkelverteilungen dargestellt. Zu erkennen ist, dass der M1-Multipolanteil bei kleinen Streuwinkeln seinen größten Beitrag hat und die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Multipole M2 und E3 erst zu größeren Streuwinkeln an Einfluss gewinnen. Es erwies sich in der Vergangenheit als vorteilhaft nicht nur eine Modellwinkelverteilung für den E1-Multipolanteil zu verwenden. Für

den E1-Multipolanteil wurden insgesamt vier Modellwinkelverteilungen berechnet, welche von Übergängen mit dominierender Übergangswahrscheinlichkeit generiert werden. Davon liegen drei Übergänge im Energiebereich der PDR und einer im Bereich der GDR. Diese vier Modellwinkelverteilungen wurden einmal mit effektiver Ladung (effL) und einmal ohne effektiver Ladung (OeffL) berechnet, womit sich für die E1-Multipolanteile zwei verschiedene Gesamtbeiträge, $E1_{\text{effL}}$ und $E1_{\text{OeffL}}$, ergeben. In Abbildung 5.1 b) sind die Modellwinkelverteilungen für die mit und ohne effektive Ladung berechneten GDR Übergänge, GDR_{effL} und $\text{GDR}_{\text{OeffL}}$, und in Abbildung 5.1 c) für die drei PDR Übergänge, PDR_{effL} und $\text{PDR}_{\text{OeffL}}$, dargestellt. Wie in b) zu erkennen ist, hat die effektive Ladung nur eine kleine Auswirkung auf den Verlauf der Modellwinkelverteilungen der GDR-Übergänge. Allerdings zeigen sich in c), dass die Modellwinkelverteilungen der PDR-Übergänge deutlich durch die effektive Ladung beeinflusst werden. Auf die Beiträge der Multipolanteile von E0 und E2 wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

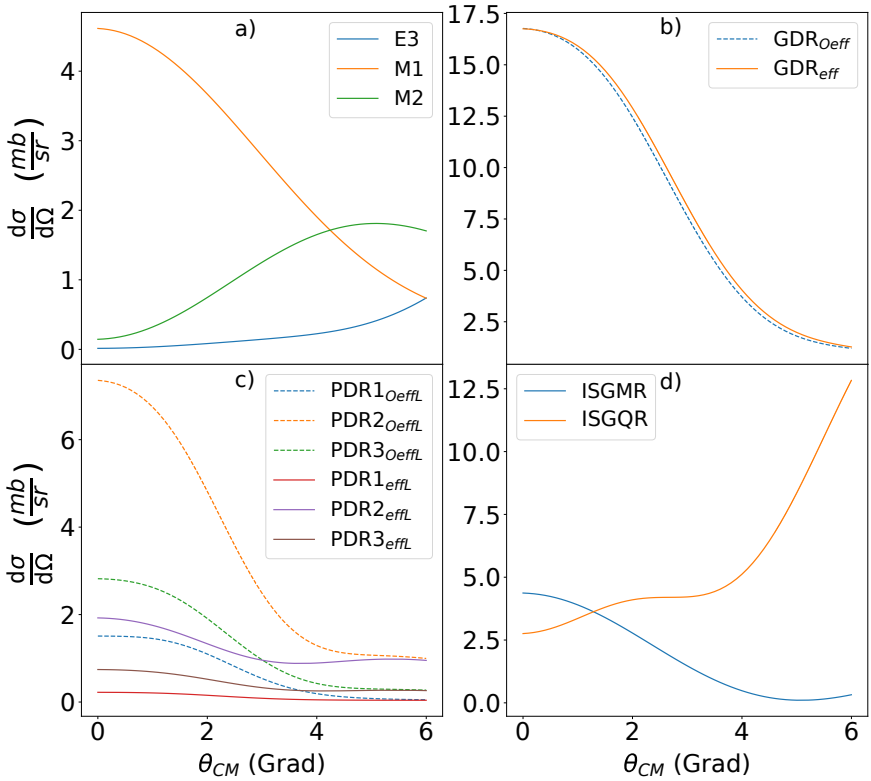


Abbildung 5.1: Modellwinkelverteilungen der durch die DWBA berechneten Übergänge in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Bild a) Modellwinkelverteilungen der Multipoleanteile M1, M2 und E3. Bild b) Modellwinkelverteilungen für die dominierenden Übergänge im Energiebereich der GDR mit und ohne effektive Ladung berechnet, gekennzeichnet mit GDR_{effL} und $\text{GDR}_{\text{OeffL}}$. Bild c) Modellwinkelverteilungen für die dominierenden drei Zustände im Energiebereich der PDR mit und ohne effektive Ladung berechnet, gekennzeichnet mit PDR_{effL} und $\text{PDR}_{\text{OeffL}}$. Bild d) Modellwinkelverteilungen der Multipolanteile E0 und E2.

5.1.1 Subtraktion der ISGMR und ISGQR

Bei der Multipolentfaltung der experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte stellt jede Modellwinkelverteilung eines Multipolanteils einen weiteren Freiheitsgrad bei der Kurvenanpassung dar. Eine Möglichkeit, die Anzahl der Freiheitsgrade zu reduzieren ohne wichtige Informationen zu verlieren bzw. zu vernachlässigen, kann durch die Verwendung von Daten aus (α, α') Streuexperimenten [114] an ^{90}Zr erreicht werden, die Informationen über die isoskalare Riesenmonopolresonanz (ISGMR) E0-Multipolanteil und die Riesenquadrupolresonanz (ISGQR) E2-Multipolanteil beinhalten. Über die Gleichung [19]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_x}(\theta, E_x) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{DWBA}, E\lambda} \cdot \alpha_{\text{S}, E\lambda}(E_x), \quad (5.3)$$

lassen sich die Anteile der ISGMR und ISGQR im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt für (p, p') -Experimente aus (α, α') Streudaten berechnen. In Gl. (5.3) ist $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{DWBA}, E\lambda}$ die Modellwinkelverteilung aus der DWBA-Rechnung für den Multipolanteil $E\lambda$ und $\alpha_{\text{S}, E\lambda}(E_x)$ ist der Anteil des Multipols $E\lambda$ an der energiegewichteten Summenregel (EGSR) pro MeV, welcher aus den (α, α') -Daten gewonnen wurde. Für die ISGMR ist $\lambda = 0$ und für ISGQR ist $\lambda = 2$. Die Anteile der Multipolanteile E0 und E2 an der EGSR sind in Abbildung 5.2 a) und b) mit Interpolation dargestellt. Die aus der DWBA berechneten Modellwinkelverteilungen für die Multipolanteile E0 und E2 sind in Abbildung 5.1 d) abgebildet. An den Winkelverteilungen lässt sich erkennen, dass der Hauptbeitrag der ISGMR bei kleinen Streuwinkeln liegt und der Beitrag der ISGQR mit dem Streuwinkel stark zunimmt. Die Beiträge der Multipolanteile E0 und E2 am doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt der (p, p') -Daten sind in Abbildung 5.3 a) und b) zum Streuwinkel $\theta = 0,48^\circ$ gezeigt. Die Multipolanteile E0 und E2 leisten nur einen verhältnismäßig kleinen Beitrag am gesamten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt, welcher nur in logarithmischer Darstellung

deutlich zu erkennen ist. Die Ergebnisse der anderen Streuwinkel befinden sich im Anhang A.3. Für die weitere Auswertung und Analyse der (p,p') -Daten wurden die E0- und E2-Anteile aus den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten der $^{90}\text{Zr}(p,p')$ -Daten zu allen Streuwinkeln entfernt.

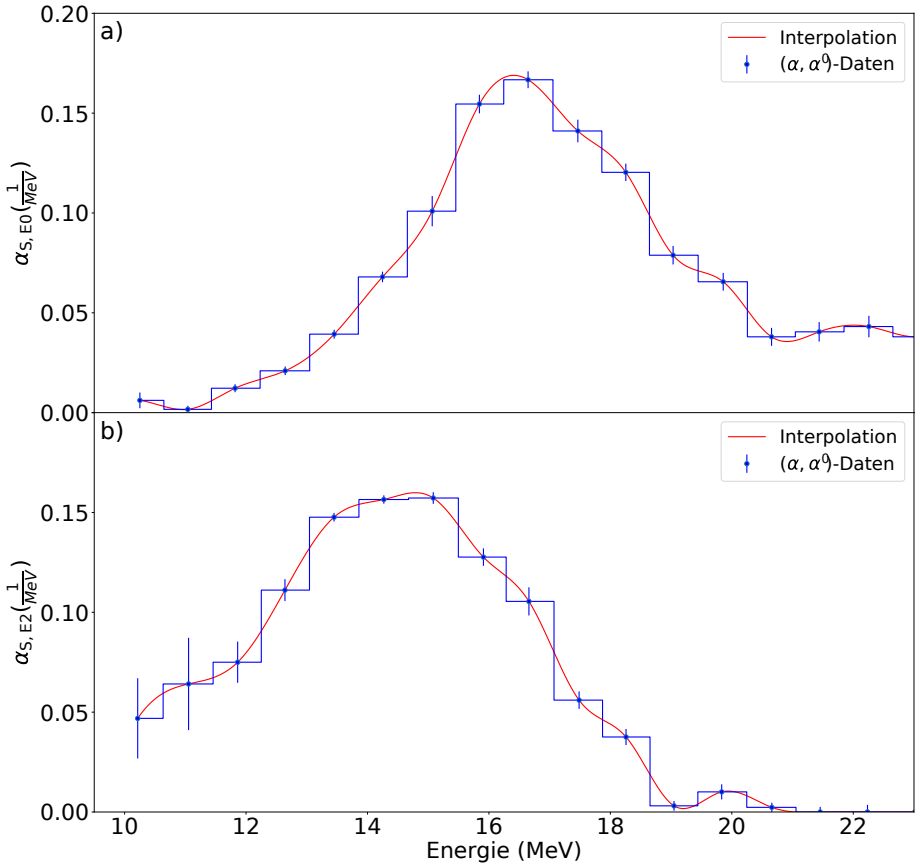


Abbildung 5.2: Anteil der Multipolanteile an der energiegewichteten Summenregel (EGSR), in a) für den Multipolanteil E0 und in b) für den Multipolanteil E2. Die blaue Stufenfunktion sind die (α, α') -Daten für ^{90}Zr [114] und die rote Kurve ist eine Interpolation der (α, α') -Daten.

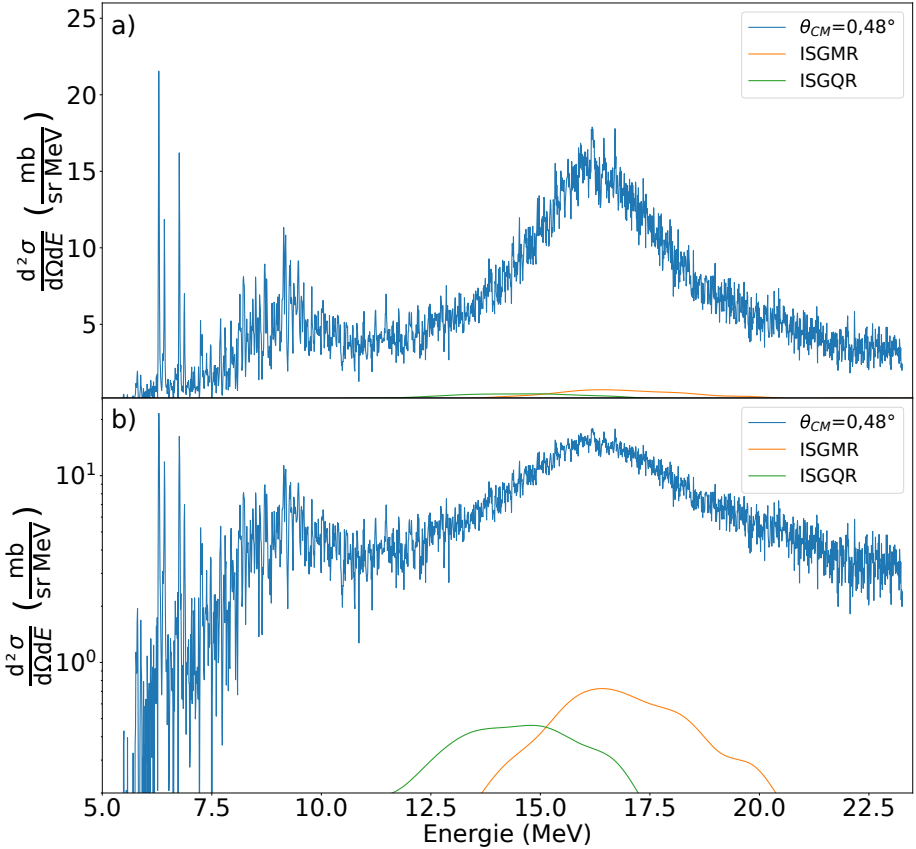


Abbildung 5.3: In a) ist der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der $^{90}\text{Zr}(p,p')$ -Daten zum Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR dargestellt. In b) wird die logarithmische Darstellung von a) gezeigt um die ISGMR und die ISGQR sichtbar zu machen.

5.1.2 Untergrund von quasi-freier Streuung

In Abbildung 5.3 ist zu erkennen, dass das Spektrum bei ca. 22,5 MeV abflacht. Ab diesem Bereich dominiert der Anteil der quasi-freien Streuung (QFS), womit die Streuung von Protonen an quasi-freien Nukleonen im Targetkern bezeichnet wird. Dieser Effekt tritt ab der Neutronenseparationsenergie bei $S_n = 11,97 \text{ MeV}$ auf. Die QFS dominiert im Energiebereich, in welchem die GDR komplett abgeflacht ist. In der Multipolentfaltung wird dieser Beitrag auch durch eine Untergrund-Modellwinkelverteilung berücksichtigt. Um diese Modellwinkelverteilung, so wie in den Arbeiten zuvor [20, 21], zu bestimmen, ist der Bereich, in dem die quasi-freie-Streuung dominierend auftritt zu gering im Spektrum vertreten. Als Alternative wurde die Modellwinkelverteilung für die QFS von ^{120}Sn [20] verwendet. Dabei handelt es sich um den Kern, der am nächsten von seiner Massenzahl an der von ^{90}Zr liegt für den eine Modellwinkelverteilung der QFS aus einem (p,p') -Streuexperiment ermittelt wurde. Die Modellwinkelverteilung des QFS-Untergrunds in [20] ist über folgendes Polynom gegeben

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = 5,7(3) - 1,0(2)\theta + 0,09(3)\theta^2. \quad (5.4)$$

Wie in [115] wurde diese Modellwinkelverteilung über eine Korrektur des Massenverhältnisses von ^{90}Zr zu ^{120}Sn angepasst

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = 5,7(3) - 1,0(2)\sqrt[3]{(m_{90}/m_{120})}\theta + 0,09(3)(\sqrt[3]{(m_{90}/m_{120})}\theta)^2, \quad (5.5)$$

mit den Atommassen m_{90} und m_{120} von ^{90}Zr und ^{120}Sn . Die resultierende Modellwinkelverteilung aus Gl. (5.5) ist in Abbildung 5.4 gezeigt.

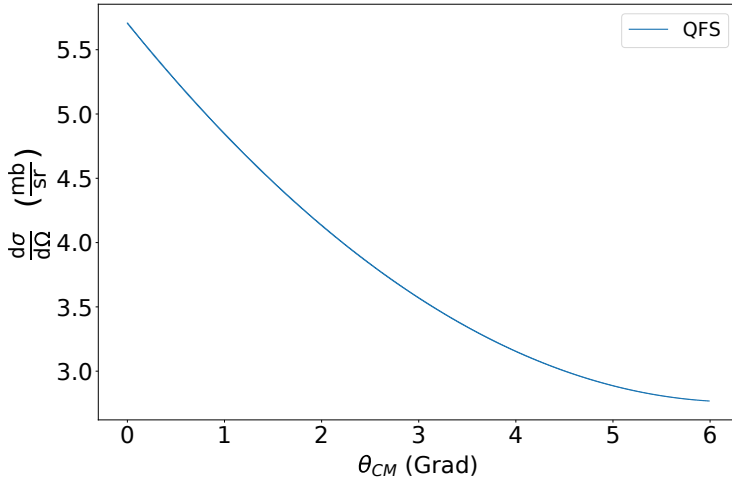


Abbildung 5.4: Modellwinkelverteilung des Anteils der quasi-freien Streuung, welche über eine Korrektur der Massendifferenz auf ^{90}Zr angepasst ist.

5.2 Anwendung der Multipolentfaltung

Für die Multipolentfaltung wurde das Binning aller Spektren der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte auf eine Binbreite von 200 keV angepasst, um die Vergleichbarkeit mit den vorherigen Arbeiten [19–21, 75] zu vereinfachen. Die experimentellen Winkelverteilungen $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_x)_{exp}$ wurden bestimmt, indem der Wert des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes pro Bin mit der Binbreite multipliziert und in Abhängigkeit des Streuwinkels aufgetragen wurde. An diese Winkelverteilungen wurde mittels der Methode der kleinsten Quadratsumme eine Linearkombination aus den Modellwinkelverteilungen $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_x)_{theo}^{\pi\lambda}$ angepasst

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_x)_{exp} = \sum_{\pi\lambda} a^{\pi\lambda} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_x)_{theo}^{\pi\lambda}, \quad (5.6)$$

hier sind $a^{\pi\lambda}$ die zur Anpassung verwendeten Parameter mit der Bedingung $a^{\pi\lambda} \geq 0$.

Für die Anwendung der Multipolentfaltung wurde für die Multipolanteile M1, M2, E3 und den QFS-Untergrund eine Modellwinkelverteilung verwendet. Der E1-Multipolanteil, welcher entweder mit $E1_{\text{effL}}$ oder ohne $E1_{\text{OeffL}}$ effektive Ladung verwendet wurde, ist mit je vier Modellwinkelverteilungen berücksichtigt worden. Daraus wurden alle möglichen Linearkombinationen der Modellwinkelverteilungen der Multipolanteile E1, M1, M2, E3 und des QFS-Untergrunds gebildet, woraus sich jeweils vier Linearkombinationen mit $E1_{\text{effL}}$ und $E1_{\text{OeffL}}$ ergaben. Für jede Kombination wurde das Chi-Quadrat χ^2 und das reduzierte Chi-Quadrat $\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/(p - n)$ berechnet, mit der Anzahl der experimentellen Datenpunkte $p = 8$ und der Anzahl an Anpassungsparameter $n = 5$. Durch eine Gewichtung der einzelnen Linearkombination mittels des Parameters $\omega = 1/\chi_{\text{red}}^2$, konnte als Ergebnis eine gewichtete mittlere Winkelverteilung der einzelnen Multipole angegeben werden

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_x)^{\pi\lambda} \right\rangle = \frac{\sum_i \omega_i \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_x)_i^{\pi\lambda}}{\sum_i \omega_i}. \quad (5.7)$$

Die Unsicherheit ergibt sich über die gewichtete Varianz

$$\sigma^2 = \frac{\sum_i \omega_i \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_x)_i^{\pi\lambda} - \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_x)^{\pi\lambda} \right\rangle \right)^2}{\sum_i \omega_i}. \quad (5.8)$$

In Abbildung 5.5 a) und b) ist das Ergebnis der Multipolentfaltung mit den Modellwinkelverteilungen des E1-Anteils mit und ohne effektiver Ladung, gekennzeichnet mit $E1_{\text{effL}}$ und $E1_{\text{OeffL}}$, im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$ dargestellt. Für die Multipolentfaltung wurde der Beitrag der Modellwinkelverteilung des QFS-Untergrunds erst ab einer Energie von 12 MeV zugelassen, da dieser erst ab der Neutronenseparationsenergie auftreten kann. Aufgrund der Ähnlichkeit der Modellwinkelverteilung des

M1-Multipolanteils und des QFS-Untergrunds wurde der Beitrag der Modellwinkelverteilung des M1-Multipolanteils nur bis zu einer Energie von 14,6 MeV berücksichtigt, da sonst der QFS-Untergrund durch den M1-Multipolanteil im gesamten Energiespektrum komplett unterdrückt wird, siehe Anhang A.6. Ein über das gesamte Energiespektrum reichender M1-Anteil ist unphysikalisch, wodurch die genannte Einschränkung bis zu einem vorgegebenen Energiewert gerechtfertigt wird. Dieser Wert ergab sich daraus, dass der M1-Multipolbeitrag bei dieser Energie ein Minimum besitzt, welches verglichen mit dem Anteil des QFS-Untergrunds einen visuell sinnvollen Übergang zu diesem ergeben hat, siehe Bild a). Unter der Verwendung von $E1_{\text{effL}}$ ergab sich an dieser Stelle kein visuell sinnvoller Übergang, siehe Bild b). Der Beitrag der Multipolanteile von M2 und E3 war so klein, dass nur die Modellwinkelverteilung des Multipolanteils von E3 verwendet wurde. Dieser repräsentiert somit alle Multipolbeiträge höherer Ordnung und wurde über den kompletten Energiebereich berücksichtigt. Im Bild b) fällt auf, dass die Summe, d.h. der Beitrag aller Multipolanteile, im GDR-Bereich tiefer liegt, als die experimentellen Daten.

In Abbildung 5.6 ist das Ergebnis der Multipolentfaltung zu den Energiebereichen der PDR bei 9 MeV, der GDR bei 16 MeV und dem Bereich, in dem die GDR in den QFS-Untergrund übergeht, bei 21 MeV in Abhängigkeit des Streuwinkels dargestellt. In den Bildern a) bis c) wurde die Multipolentfaltung ohne und in den Bildern d) bis f) mit effektiver Ladung durchgeführt. Die Summe aller Multipolanteile verläuft zu den experimentellen Datenpunkten bei 9 MeV und 21 MeV ohne große Unterschiede für die Multipolentfaltung mit den Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{OeffL}}$ und $E1_{\text{effL}}$. Im GDR-Bereich hingegen, ist zu erkennen, dass die Summe aller Multipolanteile für $E1_{\text{effL}}$ einen etwas größeren Abstand zu den experimentellen Datenpunkten hat, als die für $E1_{\text{OeffL}}$.

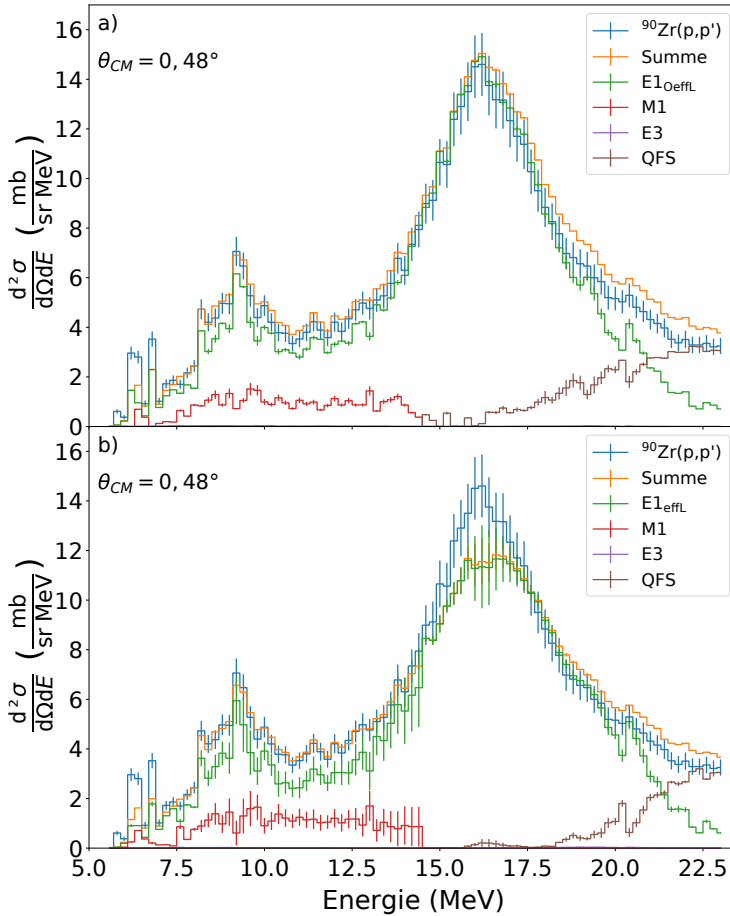


Abbildung 5.5: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Unter der Verwendung von $E1_{effL}$ bildet sich kein direkter Übergang zwischen dem Beitrag des M1-Multipolanteils und des QFS-Untegrunds. Die Summe der Multipolanteile liegt in b) etwas unterhalb der experimentellen Daten.

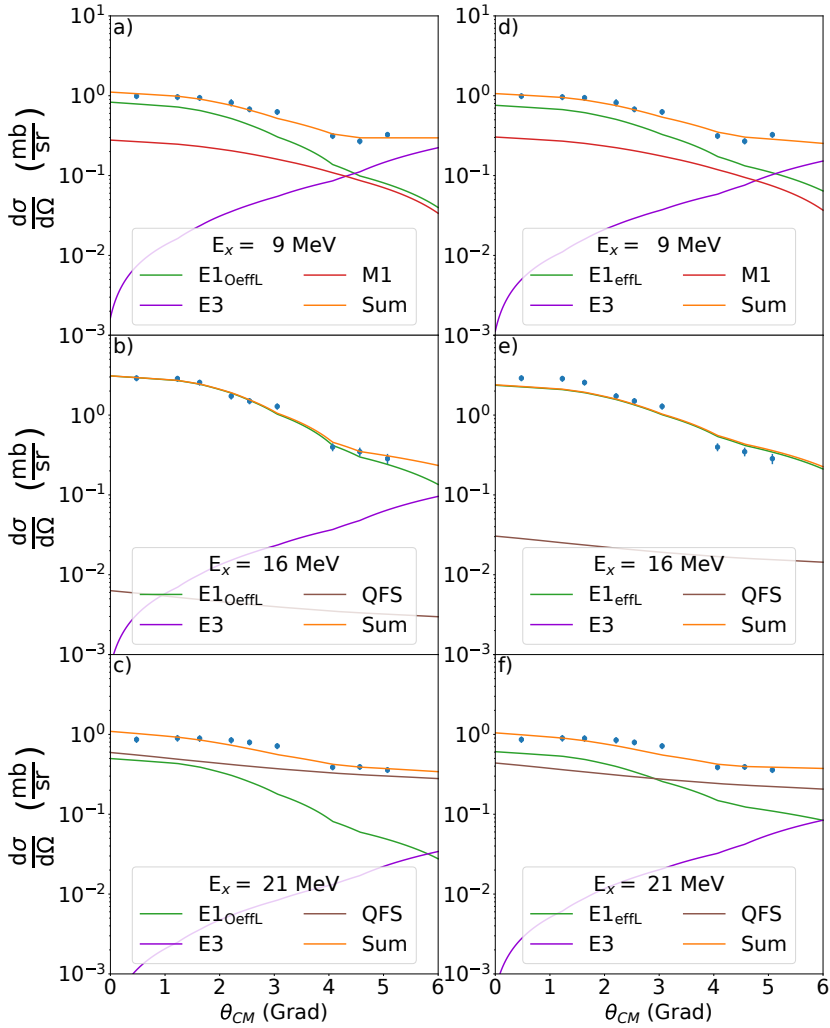


Abbildung 5.6: Winkelverteilungen der experimentellen Daten mit Multipolentfaltung für die Energien 9 MeV, 16 MeV und 21 MeV. Links mit $E1$ -Anteil ohne und rechts mit effektiver Ladung.

Wie in den Abbildungen 5.5 und 5.6 gezeigt werden konnte, bestehen sowohl in Abhängigkeit der Energie als auch in Abhängigkeit des

Streuwinkels Unterschiede für die Ergebnisse der Multipolentfaltung zwischen der Berücksichtigung und Nichtberücksichtigung der effektiven Ladung. Für einen genaueren Vergleich, in dem alle Streuwinkel zu jeder Anregungsenergie gleichzeitig berücksichtigt sind, kann eine Prüfsumme [81, 116] verwendet werden

$$S^2 = \sum_{i=1}^p \frac{(y(\theta_{CM,i})_{exp} - y(\theta_{CM,i})_{theo})^2}{u^2(y(\theta_{CM,i})_{exp})} \equiv \min. \quad (5.9)$$

Die Prüfsumme entspricht in diesem Fall dem für Anpassungen verwendeten χ^2 . In Gl. (5.9) ist $y(\theta_{CM,i})_{exp}$ der experimentelle Datenpunkt zum i -ten Streuwinkel und $y(\theta_{CM,i})_{theo}$ der dazugehörige Wert, der über die Multipolentfaltung bestimmten Summe aller Multipolanteile, zur Veranschaulichung siehe Abbildung 5.6. Die Residuenquadrate werden durch die Unsicherheit des experimentellen Datenpunktes $u(y(\theta_{CM,i})_{exp})$ zum Quadrat gewichtet und über alle acht Winkel aufsummiert. Es wird die Bedingung vorausgesetzt, dass S^2 für die bestmögliche Anpassung minimal ist. Für jedes Bin im Energiespektrum ergibt sich so ein Wert für die Prüfsumme S^2 , wodurch es möglich ist Fluktuationen in Energiebereichen unter Berücksichtigung aller Streuwinkel zu lokalisieren.

In Abbildung 5.7 sind vier Prüfsummen in Abhängigkeit der Energie dargestellt. Hier bezeichnen S_{effl}^2 und S_{Oeffl}^2 die Prüfsummen bei denen $y(\theta_{CM,i})_{theo}$ über eine Multipolentfaltung bestimmt wurden, bei der die vier Modellwinkelverteilungen des E1-Multipolanteils einmal mit und einmal ohne effektive Ladung berechnet worden sind. Wie in Kapitel 5.1 besprochen, gibt es je drei Modellwinkelverteilungen der Übergänge in der PDR-Region, welche mit PDR_{effl} und ohne PDR_{Oeffl} effektive Ladung berechnet wurden und je eine Modellwinkelverteilungen für den Übergang in der GDR-Region, GDR_{effl} und ohne GDR_{Oeffl} , siehe Abbildung 5.1 b) und c). In Abbildung 5.7 sind noch zwei weitere Prüfsummen $S_{PDR_{effl} \& GDR_{Oeffl}}^2$ und $S_{PDR_{Oeffl} \& GDR_{effl}}^2$ zu erkennen. Hier wurden für die Multipolentfaltung je vier Modellwinkelverteilungen des E1-Multipolanteils verwendet, bei denen die Modellwinkelverteilung von PDR und GDR mit und ohne effektive Ladung vermischt

wurden, $PDR_{\text{effl.}} \& GDR_{\text{Oeffl.}}$ und $PDR_{\text{Oeffl.}} \& GDR_{\text{effl.}}$. Anhand der Prüfsummen dieser vermischten Anteile, soll die Auswirkung der effektiven Ladung für Übergänge in der PDR- und GDR-Region auf die Multipolentfaltung genauer untersucht werden. Die Prüfsumme S^2 , wie sie in Gl. (5.9) vorliegt, wird im Allgemeinen dafür verwendet, um zu entscheiden, ob ein Modell, welches zur Anpassung der experimentellen Daten verwendet wird, die experimentellen Werte hinsichtlich einer statistischen Analyse hinreichend im Rahmen einer Verträglichkeit beschreibt. In diesem Fall nimmt S^2 den Wert 1 an. Die Ergebnisse der berechneten Prüfsummen in Abbildung 5.7 erfüllen alle nicht dieses Kriterium und beschreiben aus Sicht der statistischen Analyse die experimentellen Daten nicht hinreichend. Da aber die Wahl der Modellwinkelverteilungen der einzelnen Multipolbeiträge kernphysikalisch motiviert ist, wird die Prüfsumme an dieser Stelle nur dazu verwendet, um eine Aussage zu treffen, welche Modellwinkelverteilungen des E1-Multipolanteils die beste Wahl darstellen, im Rahmen der hier vorliegenden Auswahl an Modellwinkelverteilungen.

In Abbildung 5.7 ist zu erkennen, dass die größten Unterschiede zwischen $S^2_{\text{effl.}}$ und $S^2_{\text{Oeffl.}}$ im Energiebereich von ca. (14-18) MeV auftauchen, in welchem sich die GDR befindet. In diesem Bereich sind die mittleren Residuen von $S^2_{\text{effl.}}$ größer als von $S^2_{\text{Oeffl.}}$ und somit bildet die Summe aller Multipolanteile einen größeren Abstand zu den experimentellen Datenpunkten für $S^2_{\text{effl.}}$ im Vergleich zu $S^2_{\text{Oeffl.}}$. Die größte Abweichung zwischen $S^2_{\text{effl.}}$ und $S^2_{\text{Oeffl.}}$ liegt bei 16,4 MeV mit einem Faktor von 7,3. Die Berücksichtigung der effektiven Ladung führt daher zu größeren Abweichungen der Ergebnisse der Multipolentfaltung zu den experimentellen Daten als ohne, weshalb die vier Modellwinkelverteilung des E1-Multipolanteils ohne effektive Ladung zu bevorzugen sind. An den Prüfsummen $S^2_{PDR_{\text{effl.}} \& GDR_{\text{Oeffl.}}}$ und $S^2_{PDR_{\text{Oeffl.}} \& GDR_{\text{effl.}}}$ ist zu erkennen, dass der Beitrag zu größeren Abweichungen zwischen der Multipolentfaltung und den experimentellen Daten in diesem Energiebereich führt, durch die Modellwinkelverteilung der PDR-Übergänge verursacht wird, welche mit der effektiven Ladung berechnet wurden $PDR_{\text{effl.}}$. Der Beitrag der Modellwinkelverteilung $GDR_{\text{effl.}}$ hat ähnli-

che Auswirkungen auf die Beschreibung der experimentellen Daten, wie die Modellwinkelverteilung GDR_{OeffL} . Aus diesem Ergebnis zeigt sich zusätzlich, dass die Modellwinkelverteilung der Übergänge in der PDR-Region einen sichtlichen Einfluss auf die Beschreibung der experimentellen Daten für die GDR mit sich zieht.

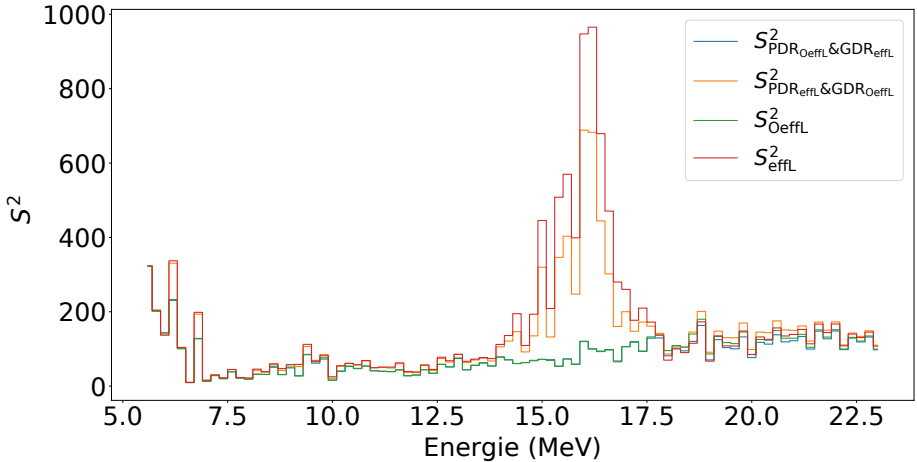


Abbildung 5.7: Prüfsumme der Multipolentfaltungen für die unterschiedlichen E1-Anteile aller Kombinationen der Winkelverteilungen der Zustände aus dem PDR- und GDR-Bereich mit und ohne effektive Ladung berechnet.

Alle Ergebnisse der Multipolentfaltung mit einem im Energiespektrum uneingeschränkten M1-Multipolanteil und den daraus resultierenden Ergebnisse mit und ohne effektive Ladung sind im Anhang A.6 aufgeführt. Aus diesen geht hervor, dass die Multipolentfaltung mit einem im gesamten Energiespektrum zugelassenen M1-Anteil die gleichen Ergebnisse und Schlussfolgerungen liefert, wie sie in diesem Kapitel mit einem im Energiespektrum eingeschränkten M1-Anteil vorliegen.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden für alle ermittelten physikalischen Größen im Kapitel 6 nur die Ergebnisse der Multipolent-

faltung verwendet, die mit den vier Modellwinkelverteilungen des E1-Multipolanteils ohne effektive Ladung berechnet wurden.

5.2.1 Multipolentfaltung für isolierte Peaks

In Abbildung 5.3 sind im niederenergetischen Bereich des Spektrums vier deutlich zu erkennende, isolierte 1^- -Übergänge bei 6,29 MeV, 6,42 MeV, 6,76 MeV und 6,87 MeV zu finden. Sie wurden von [117] eindeutig hinsichtlich ihres Gesamtdrehimpuls und ihrer Parität bestimmt. Aus Y. Fujita et al. [118] ist bekannt, dass 3^- -Übergänge in der Nähe der 1^- -Übergänge liegen. Die 3^- -Zustände treten bei den Energien von 6,29 MeV, 6,40 MeV, 6,74 MeV und 6,86 MeV auf. Wie im Kapitel 5.1 an den Modellwinkelverteilungen gezeigt wurde, nimmt der E1-Multipolanteil mit dem Streuwinkel ab und der E3-Multipolanteil zu. Es soll im Folgenden eine Multipolentfaltung für die isolierten Peaks im niederenergetischen Bereich des (p,p')-Spektrums durchgeführt werden, um festzustellen, ob eine winkelabhängige Entwicklung des Übergangs beobachtet werden kann.

Für die Multipolentfaltung wurden die Flächen der Peaks, anhand einer Gaussanpassung mit linearem Untergrund, im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt mit einem Binning von 9,17 keV für jeden Streuwinkel bestimmt, wodurch sich die Winkelverteilungen aller Übergänge ergaben. Nach den Auswahlregeln für quantenmechanische Übergänge, ist für den Übergang von einem 0^+ -Grundzustand in einen angeregten 1^- -Zustand nur ein E1-Übergang und von einem 0^+ -Grundzustand in einen angeregten 3^- -Zustand nur ein E3-Übergang möglich. Weshalb für die Multipolentfaltung auch nur die beiden E1- und E3-Multipolanteile zugelassen wurden. Für den E1-Anteil wurden die drei Modellwinkelverteilungen der Übergänge aus der PDR-Region und für den E3-Anteil eine Modellwinkelverteilung verwendet.

In Abbildung 5.8 ist das Ergebnis der Multipolentfaltung für die vier isolierten Peaks dargestellt. Für die Übergänge zu den Zustän-

de bei 6,29 MeV, 6,42 MeV und 6,87 MeV wurde erfolgreich zu kleinen Streuwinkeln ein E1- und E3-Anteil ermittelt. Der E1-Anteil dominiert für kleine Streuwinkel und wird dann mit zunehmendem Streuwinkel kleiner, während der E3-Anteil mit dem Streuwinkel zunimmt. Eine Ausnahme stellt hier der Übergang des Zustands bei 6,76 MeV dar. Hier wurde anhand der Multipolentfaltung nur ein E1-Anteil ermittelt, jedoch kein E3-Anteil. Zu erklären wäre dies über die sogenannte Coulomb-Nuclear-Interferenz. Sie beschreibt die konstruktive oder destruktive Interferenz der Coulomb-Wechselwirkung mit der starken Wechselwirkung, da diese sich nicht additiv bezüglich der Gesamtwechselwirkung verhalten. Diese Interferenz kann durch ihre konstruktive oder destruktive Eigenschaft dazu führen, dass der Wirkungsquerschnitt der Winkelverteilung von Übergängen in einem bestimmten Bereich vergrößert oder verkleinert wird. Womit sich der relativ starke Abfall des Übergangs bei 6,76 MeV erklären lassen würde und resultierend die Modellwinkelverteilung des E3-Anteils diesen Verlauf nicht beschreiben kann. Dieses Ergebnis stellt somit einen Hinweis auf eine destruktive Coulomb-Nuclear-Interferenz dar.

Diese Schlussfolgerung basiert auf der Annahme, dass die Modellwinkelverteilungen fehlerlos sind und eine geeignete Beschreibung der einzelnen Multipolebeiträge für die isolierten Peaks darstellt. Dies kann natürlich angezweifelt werden und sollte in weiterführenden Arbeiten untersucht werden.

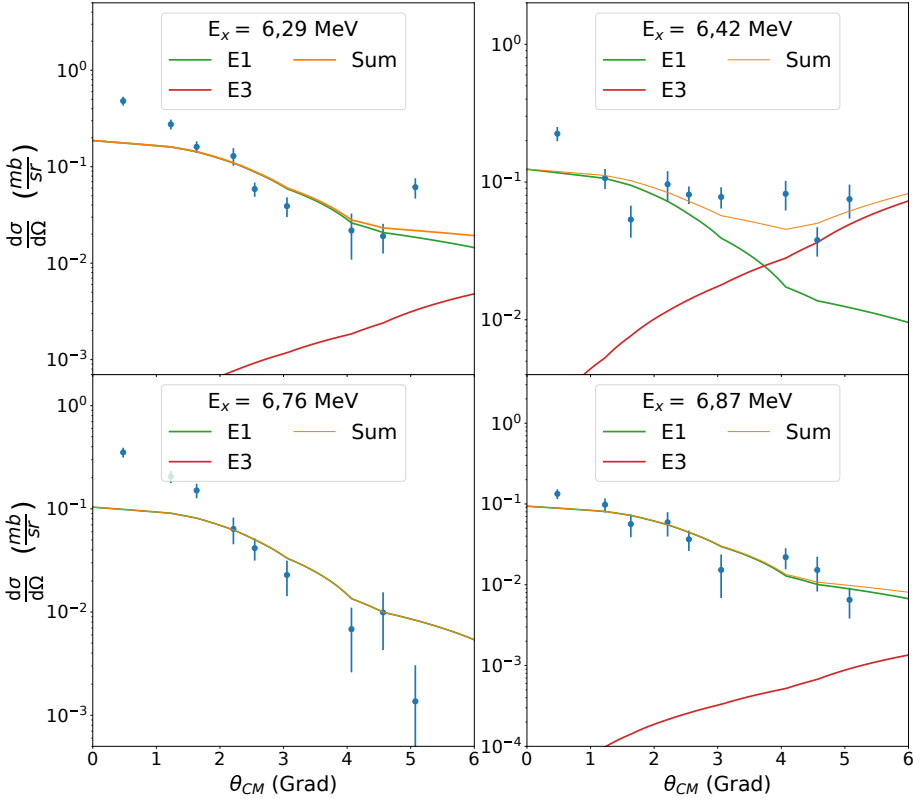


Abbildung 5.8: Multipolentfaltung für die vier 1^- -Zustände ohne Berücksichtigung der effektiven Ladung.

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 M1-Stärkeverteilung

Wie im Kapitel der Multipolentfaltung beschrieben, enthält der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt im Bereich von ca. 6 MeV bis 14 MeV einen signifikanten M1-Multipolanteil. Aus diesem lässt sich die Spin-M1-Stärke $B(M1_{\sigma\tau})$ und die dazugehörige elektromagnetische Stärke $B(M1_{EM})$ bestimmen, wozu die sogenannte Methode des Einheitsquerschnitts verwendet wird. Diese Methode basiert auf der Voraussetzung der Isospinsymmetrie zwischen der durch Ladungsaustauschreaktionen angeregten isovektoriellen Spin-M1-Mode und der analogen Gamow-Teller-(GT)-Mode. Im Rahmen dieser Arbeit wird nur auf die Umrechnung von $B(M1_{\sigma\tau})$ in $B(M1_{EM})$ eingegangen, die Details können aus [19, 119] entnommen werden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des isovektoriellen Anteils ist über folgende Gleichung mit der Spin-M1-Stärke verbunden

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)_{exp}^{IV} = \hat{\sigma}_{M1} F(q, E_x) B(M1_{\sigma\tau}). \quad (6.1)$$

Die Spin-M1-Anregung ist bei einem Streuwinkel von 0° zum größten Teil isovektoriell und zu einem relativ kleinen Teil isoskalar, dadurch kann der M1-Multipolanteil aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt verwendet werden. Für inelastische Protonenstreuung, unter der Voraussetzung, dass die Isospinsymmetrie gilt, ist der Einheitsquerschnitt für den Spin-M1-Übergang und Gamow-Teller-Übergang quasi gleich $\hat{\sigma}_{M1} \simeq \hat{\sigma}_{GT}$. Nach [120] lässt sich bei einer Projektilenergie von $E_p \cong 300 \text{ MeV}$ für den Einheitsquerschnitt $\hat{\sigma}_{GT}$ ein Ausdruck angeben, der nur von der Massenzahl des Kerns abhängig ist

$$\hat{\sigma}_{GT} = 3,4(2) \exp[-0,40(5)(A^{1/3} - 90^{1/3})] \text{ mb/sr}. \quad (6.2)$$

Der kinematische Faktor $F(q, E_x)$ aus Gl. (6.1) wurde mit Hilfe von DWBA-Rechnungen bestimmt

$$F(q, E_x) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(0, E_x)_{DWBA}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(0, 0)_{DWBA}}, \quad (6.3)$$

mit E_x als Anregungsenergie der Spin-M1-Mode. Für den kinematischen Faktor ergab sich der Wert $F(0, E_x \approx 8, 17 \text{ MeV}) \approx 0,98$. Aus [19] lässt sich ein Ausdruck für die totale elektromagnetische $B(M1_{EM}^{Total})$ -Stärke angeben

$$B(M1_{EM}^{Total}) = |M^{IS}(M1)|^2 + 16 \cdot |M^{IV}(M1)|^2 + 8 \cdot M^{IS}(M1)M^{IV}(M1), \quad (6.4)$$

welcher von den Matrixelementen $M^{IS}(M1)$ und $M^{IV}(M1)$ des isoskalaren und isovektoriellen M1-Anteils abhängt. Vereinfacht ergeben sich daraus die Beziehungen

$$B(M1_{EM}^{Total}) = R_{ges}^{IV} B^{IV}(M1) \quad (6.5)$$

$$B(M1_{EM}^{Total}) = R_{ges}^{IV} \frac{3}{4\pi} (g_s^{IV})^2 B(M1_{\sigma\tau}) \mu_N^2. \quad (6.6)$$

Die totale elektromagnetische $B(M1_{EM})$ -Stärke ist damit gegeben durch die isovektoriellen $B^{IV}(M1)$ -Stärke und den Faktor

$$R_{ges}^{IV} = \left| \frac{g_s^{IS}}{g_s^{IV}} \cdot \frac{C_{T_i T_{z,i}00}^{T_f T_{z,f}}}{C_{T_i T_{z,i}10}^{T_f T_{z,f}}} - 1 \right|^2 \approx 0,63, \quad (6.7)$$

welcher den isoskalaren M1-Anteil aus Gl. (6.4) berücksichtigt und für einen vernachlässigbar kleinen isoskalaren M1-Anteil gleich eins ist. Hier ist $g_s^{IV} = \frac{1}{2}(g_s^\pi - g_s^\nu)$ der isovektorielle gyromagnetische Faktor und $g_s^{IS} = \frac{1}{2}(g_s^\pi + g_s^\nu)$ der isoskalare gyromagnetische Faktor mit den Spin-g-Faktoren des Protons $g_s^\pi = 5,586$ und des Neutrons $g_s^\nu = -3,826$ aus [121]. Der Isospin des Grundzustands T_i mit z-Komponente $T_{z,i}$ sowie der Isospin des angeregten Zustands T_f mit

z-Komponente $T_{z,f}$, lassen sich über $T_{z,i} = (N - Z)/2$ für $(N > Z)$ mit der Beziehung $T_{z,i} = T_i = T_f = T_{z,f}$ nach [122] bestimmen. Daraus ergeben sich für die Clebsch-Gordan-Koeffizienten $C_{T_i T_{z,i} 00}^{T_f T_{z,f}} = 1$ und $C_{T_i T_{z,i} 10}^{T_f T_{z,f}} = \sqrt{5/6}$.

Aufgrund des derzeitigen Informationsbestandes ist es nicht möglich, eine genaue Aussage darüber zu treffen, wie stark der isoskalare M1-Anteil einen Beitrag an $B(M1_{EM}^{Total})$ leistet. Deshalb wird im Folgenden einerseits auf die totale elektromagnetische $B(M1_{EM}^{Total})$ -Stärke, in der sowohl der isoskalare, als auch der isovektorielle Anteil vertreten sind, und auf die elektromagnetische $B(M1_{EM}^{IV})$ -Stärke, welche ausschließlich über den isovektoriellen M1-Anteil $B(M1_{EM}^{IV}) = B^{IV}(M1)$ gegeben ist, eingegangen. Wie in Kapitel 5 beschrieben, musste der Übergang des M1-Anteils in den QFS-Untergrund aufgrund deren ähnlichen Verläufe für die Multipolentfaltung vorgegeben werden, weshalb für die weitere Analyse der systematische Beitrag zur Gesamtsicherheit der $B(M1)$ -Stärken ab 12 MeV auf 25% erhöht wurden.

An der HIγS-Einrichtung wurde mittels eines (γ, γ') -Experiments die elektromagnetische $B(M1_{EM}^{(\gamma, \gamma')})$ -Stärke von ^{90}Zr im Energiebereich von ca. 7 MeV bis 10 MeV von Rusev et al. [58] bestimmt, siehe Abbildung 6.1. Die schwarzen Punkte sind aus [123] entnommen und entsprechen den gemessenen $B(M1_{EM}^{(\gamma, \gamma')})$ -Stärken. Diese Daten enthalten nicht den Anteil am gesamten Verzweigungsverhältnis, weshalb in [58] eine Kaskadensimulation durchgeführt und für eine energieabhängige Korrektur der Daten verwendet wurde, welche im Mittel $(76 \pm 10)\%$ betrug. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit war es nur möglich anhand des mittleren Korrekturfaktors eine Korrektur der gemessenen (γ, γ') -Daten vorzunehmen um diese mit den (p, p') -Daten vergleichen zu können. Dadurch werden die $B(M1_{EM})$ -Stärke der einzelnen Datenpunkte zwar verfälscht dargestellt, der Gesamtbeitrag bleibt jedoch unverändert. Die korrigierten $B(M1_{EM}^{(\gamma, \gamma'), \text{Korr.}})$ -Stärken aus den (γ, γ') -Daten sind in Abbildung 6.1 anhand der grünen Quadrate

dargestellt. Zum Vergleich mit den $B(M1_{EM})$ -Stärken aus den (p,p') -Daten wurde das Binning der (γ,γ') -Daten auf 200 keV angepasst.

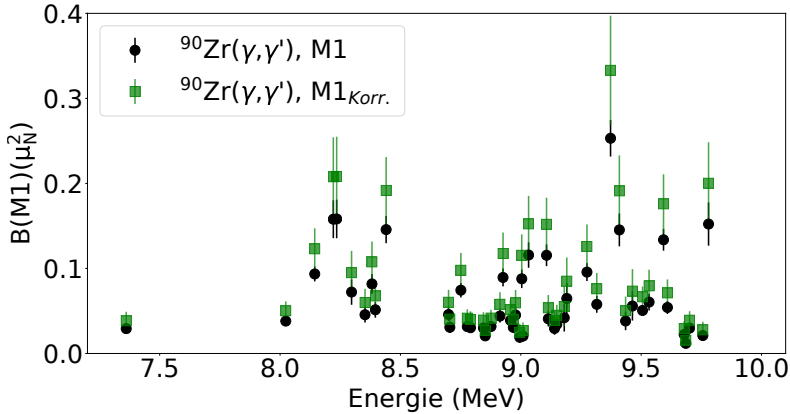


Abbildung 6.1: $B(M1)$ -Stärke aus einer (γ,γ') -Messung an ^{90}Zr . Die schwarzen Punkte stehen für die gemessenen unkorrigierten (γ,γ') -Daten [123], d.h. ihr Beitrag relativ zum gesamten Verzweigungsverhältnis ist nicht angepasst. Die grünen Quadrate stehen für die korrigierten (γ,γ') -Daten, d.h. ihr Beitrag relativ zum gesamten Verzweigungsverhältnisses wurde über einen mittleren Korrekturfaktor angepasst.

In Abbildung 6.2 a) und b) werden die $\frac{dB(M1)}{dE}$ -Werte für die gemessenen (γ,γ') -Daten und die korrigierten (γ,γ') -Daten im Vergleich zu den Werten der beiden möglichen elektromagnetischen $B(M1)_{EM}$ -Stärken der (p,p') -Daten gezeigt. In Bild a) sind die gemessenen (γ,γ') -Daten bezüglich ihrer Werte dem rein isovektoriellen M1-Anteil aus den (p,p') -Daten ähnlicher als dem totalen M1-Anteil. Die korrigierten (γ,γ') -Daten in Bild b) liegen deutlich über diesen beiden M1-Anteilen, wobei die Höhe der korrigierten (γ,γ') -Daten durch die energieunabhängige Korrektur verfälscht dargestellt wird. Dieses Ergebnis würde daraus schließen lassen, dass die ermittelte $B(M1)$ -Stärke pro Bin der (p,p') -Daten um einen Faktor von 2-3 nach oben kor-

rigierten werden müsste, um die eigentliche $B(M1)$ -Stärke wiederzugeben. Für die Spin-M1-Resonanz in ^{90}Zr wird eine breite Struktur um ca. 9 MeV [124] erwartet. Bei dieser Energie deutet sich eine leichte Erhöhung in den (p,p') -Daten an. Der M1-Zentroid der (p,p') -Daten liegt sowohl für den isovektoriellen als auch für den totalen M1-Anteil bei $(10,7 \pm 0,2)$ MeV. In Abbildung 6.3 a) ist die laufende Summe der $B(M1_{EM})$ -Stärke beider M1-Anteile der (p,p') -Daten dargestellt. Sie ergibt eine $B(M1_{EM})$ -Gesamtstärke im Energiebereich von $(5,6-14,4)$ MeV aus dem rein isovektoriellen M1-Anteil von $\sum_{5,6\text{ MeV}}^{14,4\text{ MeV}} B(M1_{EM}^{IV}) = 11,49 \pm 1,64 \mu_N^2$ und aus dem totalen mit isovektoriellen und isoskalaren M1-Anteil $\sum_{5,6\text{ MeV}}^{14,4\text{ MeV}} B(M1_{EM}^{Total}) = 7,27 \pm 1,04 \mu_N^2$. Zum Vergleich mit den (γ,γ') -Daten wurde die laufende Summe im entsprechenden Energieintervall für die (p,p') -Daten angepasst, siehe Abbildung 6.3 b). Die laufende Summe der korrigierten (γ,γ') -Daten wurde für die ungebinnten Daten wie sie in Abbildung 6.1 vorliegen durchgeführt. In Bild b) unterscheiden sich die korrigierten (γ,γ') -Daten und (p,p') -Daten in ihrem Anstieg der laufenden Summe. Die Ursache für diesen Unterschied liegt am energieunabhängigen Korrekturfaktor, durch den der energieabhängige Anstieg der Stärken nicht korrigiert werden konnte. In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse der laufenden Summen der $B(M1)_{EM}$ -Stärken aus den (p,p') -Daten und den (γ,γ') -Daten im Energieintervalle von ca. $(7,4-9,8)$ MeV aufgelistet. Die elektromagnetische $B(M1_{EM}^{Total})$ -Stärke des isovektoriellen und isoskalaren M1-Anteils ist mit der unkorrigierten $B(M1_{EM}^{(\gamma,\gamma')})$ -Stärke im Rahmen ihrer Unsicherheiten verträglich und die elektromagnetische $B(M1_{EM}^{IV})$ -Stärke des rein isovektoriellen M1-Anteils ist mit der korrigierten $B(M1_{EM}^{(\gamma,\gamma'),Korr.})$ -Stärke im Rahmen ihrer Unsicherheiten verträglich. Im Energiebereich von $(10-11)$ MeV wurde aus dem Kontinuum des (γ,γ') -Spektrums eine Gesamtstärke $B(M1_{EM}^{Kontinuum})$ von $0,31 \pm 0,16 \mu_N^2$ ermittelt, welche im Rahmen der Unsicherheiten mit den Ergebnissen der (p,p') -Daten nicht verträglich ist, siehe Tabelle 6.1.

In [58] liegen Ergebnisse aus QPM-Rechnungen vor, in denen das Quenching über einen effektiven Spin-g-Faktor, welcher auch als

Tabelle 6.1: Ergebnisse der laufenden Summen $\sum B(M1)$ der totalen elektromagnetischen $B(M1_{EM}^{Total})$ -Stärke und der rein isovektoriellen elektromagnetischen $B(M1_{EM}^{IV})$ -Stärke aus den (p,p')-Daten, im Vergleich zu den Ergebnissen der (γ, γ') -Daten in verschiedenen Energiebereichen.

	$\sum B(M1) (\mu_N^2)$	Energiebereich
$B(M1_{EM}^{Total})$	$2,56 \pm 0,23$	7,4-9,8 MeV
$B(M1_{EM}^{IV})$	$4,05 \pm 0,37$	7,4-9,8 MeV
$B(M1_{EM}^{(\gamma, \gamma')})$	$3,17 \pm 0,49$	7,36-9,78 MeV
$B(M1_{EM}^{(\gamma, \gamma'), Korrr.})$	$4,17 \pm 0,99$	7,36-9,78 MeV
$B(M1_{EM}^{Total})$	$1,21 \pm 0,12$	10-11 MeV
$B(M1_{EM}^{IV})$	$1,91 \pm 0,19$	10-11 MeV
$B(M1_{EM}^{Kontinuum})$	$0,31 \pm 0,16$	10-11 MeV

Quenchingfaktor bezeichnet wird, mit $g_s^{eff} = 0,8g_s^{free}$ berücksichtigt wurde. Der freie Spin-g-Faktor g_s^{free} wird durch die Spin-g-Faktoren der freien Nukleonen bestimmt. Aus [105] steht der Quenchingfaktor über die Gleichung

$$(g_s^{eff})^2 = \frac{B(M1)_{exp}}{B(M1)_{theo}} \quad (6.8)$$

mit dem Verhältnis der experimentell ermittelten $B(M1)_{exp}$ -Stärke zur aus der Theorie vorhergesagten $B(M1)_{theo}$ -Stärke in Verbindung. Die QPM-Rechnung ergab eine $B(M1)$ -Stärke im Energiebereich von 7 MeV bis 12,5 MeV mit $\sum_{7\text{MeV}}^{12,5\text{MeV}} B(M1_{QPM}) \approx 6,6\mu_N^2$. In diesem Bereich ergeben sich aus den (p,p')-Daten $\sum_{7\text{MeV}}^{12,5\text{MeV}} B(M1_{EM}^{IV}) = 8,19 \pm 0,87 \mu_N^2$ und $\sum_{7\text{MeV}}^{12,5\text{MeV}} B(M1_{EM}^{Total}) = 5,18 \pm 0,55 \mu_N^2$. Beide Ergebnisse sind im Rahmen ihrer Unsicherheiten nicht mit der QPM-Rechnung verträglich. Im Vergleich mit einer zweiten QPM-Rechnung aus [125] mit $\sum_{7\text{MeV}}^{12,5\text{MeV}} B(M1_{QPM,2}) = 6,7 \mu_N^2$, welche den gleichen effektiven Spin-g-

Faktor wie in [58] zur Berechnung nutzte, liegt ebenfalls keine Verträglichkeit mit den Ergebnissen aus den (p,p') -Daten vor.

Der Vergleich der elektromagnetischen $B(M1_{EM})$ -Stärken aus (γ,γ') - und (p,p') -Daten deutet an, dass die Spin-M1-Mode rein isovektoriell angeregt wird. Aus [126] geht hervor, dass die Wahl des Quenching-faktors mit einem effektiven Spin-g-Faktor von $g_s^{eff} = 0,8g_s^{free}$ sich als sinnvoll erweist, um mit QPM-Rechnungen die experimentell ermittelten $B(M1_{EM})$ -Stärken verträglich zu berechnen. Die Ergebnisse der $B(M1_{EM}^{Total})$ - und $B(M1_{EM}^{IV})$ -Stärken liegen aber unter- und oberhalb der berechneten $B(M1_{EM})$ -Stärken der QPM-Rechnungen und somit stellen keine der beiden experimentellen Stärken die eigentliche elektromagnetische $B(M1_{EM})$ -Stärken dar. Die beiden möglichen elektromagnetischen $B(M1_{EM})$ -Stärken, die einerseits über einen rein isovektoriellen M1-Anteil $B(M1_{EM}^{IV})$ und andererseits über einen totalen M1-Anteil $B(M1_{EM}^{Total})$, der sowohl einen isovektoriellen als auch einen isoskalaren Anteil enthält, aus den vorliegenden (p,p') -Daten angegeben werden können, stellen eine sinnvolle Ober- und Untergrenze dar, welche die eigentliche elektromagnetische $B(M1_{EM})$ -Stärke eingrenzt. Für den weiteren Verlauf dieser Arbeit wird die rein über den isovektoriellen M1-Anteil ermittelte $B(M1_{EM}^{IV})$ -Stärke verwendet. Sie ist einerseits mit der $B(M1_{EM}^{(\gamma,\gamma'),Korr.})$ -Stärke der (γ,γ') -Daten verträglich, welche im weiteren Verlauf noch verwendet werden. Andererseits kann über ihren größtmöglichen Einfluss auf ihr Verhältnis zum E1-Multipolanteil der Frage nachgegangen werden, ob in [74] ein abweichendes M1-E1-Verhältnis ermittelt wurde.

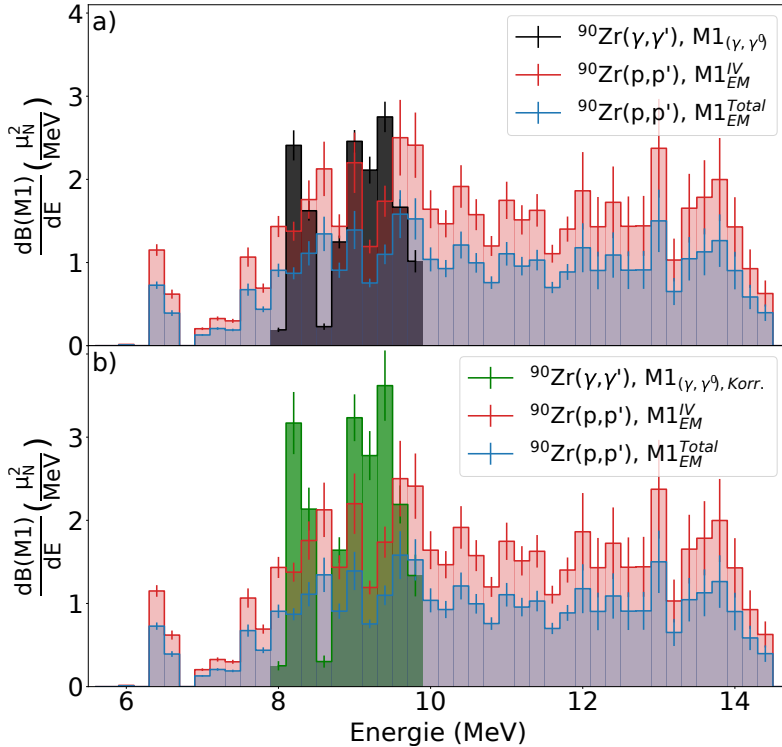


Abbildung 6.2: In a) ist die B(M1)-Stärke pro MeV der unkorrigierten (γ, γ') -Daten mit einem Binning von 200 keV im Vergleich zu den B(M1)-Stärken aus den (p, p') -Daten dargestellt, welche einmal nur über den isovektoriellen (IV) und einmal über den totalen (isovektoriellen und isoskalaren) M1-Anteil bestimmt wurden. In b) ist dieser Vergleich nochmal für die korrigierten (γ, γ') -Daten dargestellt.

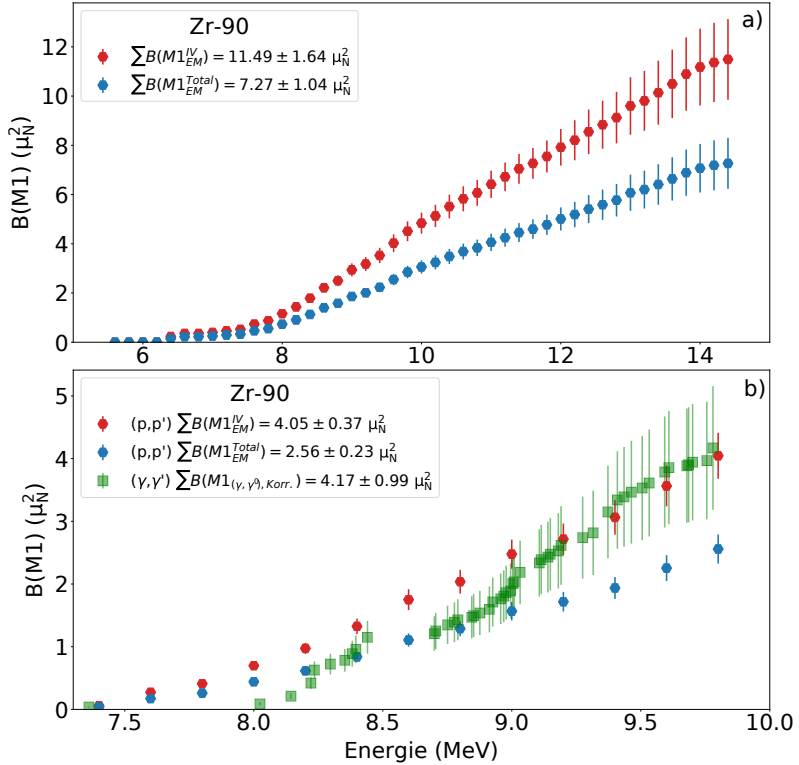


Abbildung 6.3: In a) Aufsummierte B(M1)-Stärke der (p,p')-Daten. In b) und c) Aufsummierte B(M1)-Stärke der (p,p')-Daten im Vergleich zu den unkorrigierten und korrigierten aufsummierten B(M1)-Stärken aus (γ,γ') -Daten.

6.2 Photoabsorptionswirkungsquerschnitt

Die elektrische Dipol-Stärkeverteilung und die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit können nur, für die hier vorliegenden Daten, aus dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt (PAWQ) des E1-Multipolanteils bestimmt werden. Deshalb wird im Folgenden auf den Photoabsorptionswirkungsquerschnitt von ^{90}Zr eingegangen, welcher schon in früheren Experimenten mittels Photoabsorptionsexperimenten [11, 17, 18, 127] untersucht wurde. Der PAWQ der (p,p')-Daten wird über den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt bestimmt. Hierfür wird die in Kapitel 2.2 eingeführte Äquivalent-Photon-Methode verwendet. Unter Verwendung von Gl. (2.32) ergibt sich folgende Beziehung für den E1-Multipolanteil

$$\frac{d^2\sigma_{E1}}{d\Omega dE}(E) = \frac{1}{E} \frac{dN_{E1}}{d\Omega}(E, \theta) \sigma_{abs}^{E1}(E). \quad (6.9)$$

Wie zu erkennen ist, hängt die differentielle virtuelle Photonenzahl $\frac{dN_{E1}}{d\Omega}(E, \theta)$ von der Energie und dem Streuwinkel ab. Wobei die experimentellen Daten von einem mittleren Streuwinkel abhängig sind. Um dies in Einklang zu bringen, muss die differentielle virtuelle Photonenzahl über den experimentellen Raumwinkel gemittelt werden. Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass ab einem gewissen Streuwinkel die starke Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetnukleonen anfängt eine Rolle zu spielen. Dieser Streuwinkel lässt sich mit Hilfe der relativistischen Rutherfordstreuung anhand der Gleichung [81]

$$\theta_{lab}^{max} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{b \mu \beta^2 \gamma} \quad (6.10)$$

berechnen. Hier ist Z_1 die Ladung des Projektils, Z_2 die Ladung des Targetkerns, e die Elementarladung, μ die reduzierte Masse, β die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit und γ der Lorentzfaktor. Der Stoßparameter ist gegeben durch $b = r_p + r_0 A^{1/3}$ mit r_p als mittlerer quadratischer Ladungsradius des Protons, $r_0 = 1,25 \text{ fm}$

und der Massenzahl $A = 90$. Für den maximalen Streuwinkel ergibt sich aus Gl. (6.10) $\theta_{lab}^{max} = 1,98^\circ$ ($\theta_{CM}^{max} = 2,01^\circ$). Die mittlere differentielle virtuelle Photonenzahl lässt sich über folgende Gleichung berechnen

$$\left\langle \frac{dN_{E1}}{d\Omega}(E, \theta) \right\rangle = \frac{\int \frac{dN_{E1}}{d\Omega}(E, \theta) d\Omega}{\int d\Omega}. \quad (6.11)$$

Das Integral verläuft von 0° bis zum maximalen Winkel θ_{cm}^{max} . Der PA-WQ für den E1-Multipolanteil ist über Gl. (6.9) und Gl. (6.11) berechnet worden. Die Ergebnisse der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Multipolanteile zum Streuwinkel $\theta_{CM} = 2,01^\circ$ ergaben sich über eine Interpolation, siehe Anhang A.5. Wie im Anhang beschrieben, sind im Anteil des QFS-Untergrund Fluktuationen um dessen mittleren Verlauf zu erkennen. Diese wurden über eine Anpassung einer Fermifunktion geglättet und mit dem E1-Multipolanteil abgestimmt.

Der M1-Anteil am Photoabsorptionswirkungsquerschnitt lässt sich anhand folgender Formel berechnen [128]

$$\sigma_{\pi_i \lambda}(E_x) = \frac{\lambda + 1}{\lambda} \frac{2\pi^3}{[(2\lambda + 1)!!]^2} \left(\frac{E_x}{\hbar c} \right)^{2\lambda - 1} \frac{dB(\pi_i \lambda)}{dE}, \quad (6.12)$$

mit $\pi_i = E, M$ und der Stärke des jeweiligen Multipols $\frac{dB(\pi_i \lambda)}{dE}$. In Abbildung 6.4 sind die PAWQs für den E1-Anteil und den M1-Anteil der (p, p') -Messung und die (γ, γ') -Daten von Schwengner et al. [11] und Rusev et al. dargestellt. Im PAWQ von Schwengner et al. ist sowohl der E1-Anteil als auch der M1-Anteil enthalten, welche im Rahmen des Experiments nicht von einander unterschieden werden konnten. Die Daten wurden als reiner E1-Anteil behandelt und mittels einer Kaskadensimulation konnte der Anteil der gemessenen Daten am Gesamtverzweigungsverhältnisses angepasst werden. Der PAWQ von Rusev et al. enthält nur den M1-Anteil und wurde mittels der Gl. (6.12) aus der $B(M1)$ -Stärke aus den korrigierten (γ, γ') -Daten bestimmt, siehe Kapitel 6.1. Der PAWQ des M1-Anteil ist sowohl für die (p, p') -Daten

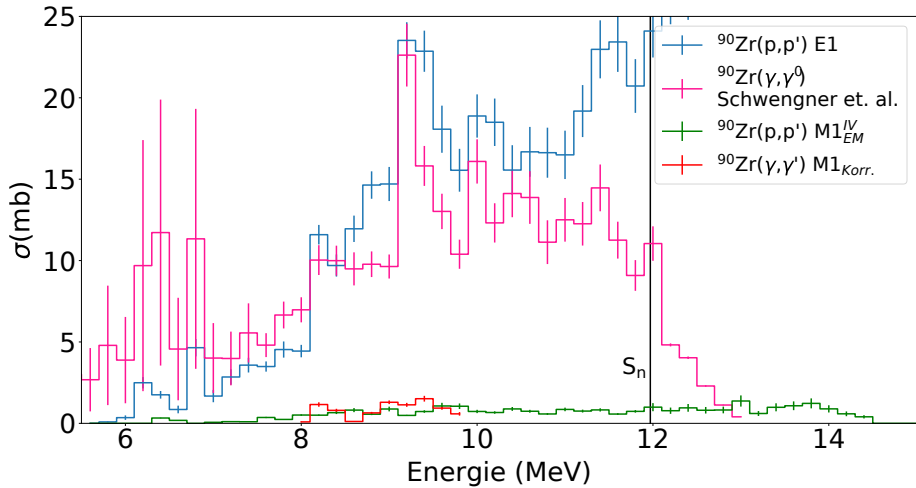


Abbildung 6.4: Photoabsorptionswirkungsquerschnitt für den E1- und M1-Anteil der (p,p') -Daten in blau und grün, die (γ,γ') -Daten von Schwengner et al. [11], in denen sowohl der E1-Anteil als auch der M1-Anteil enthalten sind, und den M1-Anteil der (γ,γ') -Daten aus [123].

als auch (γ,γ') -Daten relativ klein. Um einen korrekten Vergleich der (p,p') -Daten mit den (γ,γ') -Daten von Schwengner et al. durchführen zu können, werden die PAWQs des E1-Anteils und M1-Anteils der (p,p') -Daten addiert.

In Abbildung 6.5 a) und b) ist der PAWQ für die (p,p') -Daten, mit addiertem E1- und M1-Anteil, in blau dargestellt. In Bild a) sind zum Vergleich die PAWQs aus Photoabsorptionsexperimenten von Leprêtre et al. $(\gamma,xn+np)$ [17], Berman et al. $(\gamma,xn+np)$ [18], Brajnik et al. (γ,p) [127] und Schwengner et al. (γ,γ') [11] zu sehen. Die (γ,γ') -Daten liegen im niederenergetischen Teil des Spektrums in der Größenordnung der (p,p') -Daten, fallen aber zur Neutronenseparationsenergie $S_n=11,97\text{ MeV}$ immer mehr ab, bis dieser Prozess ganz verschwindet und die (γ,n) -, (γ,np) - und (γ,p) -Prozesse an Beitrag zunehmen. Die Daten von Leprêtre et al. und Berman et al. geben zwar die Form

der GDR visuell gut wieder, unterscheiden sich aber untereinander und zu den (p,p')-Daten in ihrer Amplitude. Die Unterschiede untereinander sind schon aus früherer Experimente an anderen Kernen bekannt [129]. Der Höhenunterschied zu den Protonendaten kommt daher, dass der (γ ,p)-Prozess, im Bild a) in grün dargestellt, in diesen Daten nicht enthalten ist. In Bild b) ist der PAWQ aus der Summe aller Prozesse (γ,γ')+($\gamma,xn+np$)+(γ,p) von Schwengner et al., Leprêtre et al. und Brajnik et al. dargestellt, welcher den Gesamtbeitrag aus Photoabsorptionsexperimenten widerspiegelt. Um die einzelnen Datensätze zu addieren ohne das Binning von 200 keV zu verändern, wurden die Daten von Brajnik et al. interpoliert. Im Vergleich der aufsummierten (γ,x)-Daten mit den (p,p')-Daten sind nur visuelle Unterschiede im Energiebereich der Neutronenseparationsenergie und der abfallenden rechten Flanke zu erkennen. Im Bereich der Neutronenseparationsenergie geht der (γ,γ')-Prozess in die (γ,n)-, (γ,np)- und (γ,p)-Prozesse über, was sich in Form eines Minimums äußert. An der abfallenden rechten Flanke zwischen ca. 17.5 MeV und 20 MeV ist der Wirkungsquerschnitt der (p,p')-Daten etwas größer, was davon kommen könnte, dass die Anteile der (γ,x)-Prozesse in den Photoabsorptionsexperimenten nicht komplett ermittelt wurden. Der unterschiedliche Verlauf ab ca. 20 MeV kommt durch den Abfall des E1-Anteils mit der GDR, die (γ,x)-Prozesse aber auch außerhalb der GDR auftreten.

Der Zentroid der GDR lässt sich über eine phänomenologische Gleichung [9, 130, 131] angeben

$$\begin{aligned} E_{GDR} &= 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \\ &= 16,69 \quad \text{für } ^{90}\text{Zr} \end{aligned} \quad (6.13)$$

In Tabelle. 6.2 sind die Zentroiden der verschiedenen PAWQs aufgelistet, welche durch eine Lorenzanpassung bestimmt wurden. Um den Zentroiden der (p,p')-Daten genauer bestimmen zu können, wurde die Lorenzanpassung an den PAWQ im Energiebereich von 9,6 MeV bis 18,4 MeV durchgeführt. Der Zentroid der (γ,x)-Prozesse aus Abbildung 6.5 b) ist im Energiebereich von 12,4 MeV bis 18,8 MeV angepasst

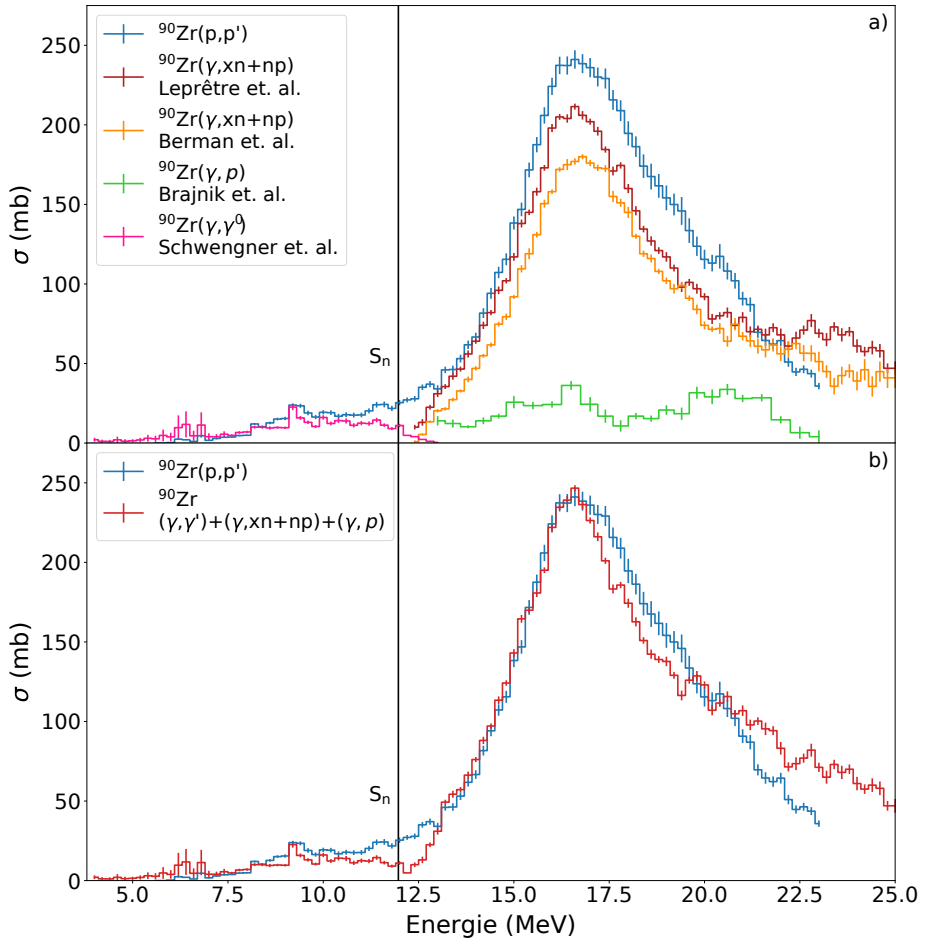


Abbildung 6.5: Photoabsorptionswirkungsquerschnitt (PAWQ). In a) PAWQs der (p,p') -Daten im Vergleich mit Leprêtre et al. $(\gamma, xn+np)$ [17], Berman et al. $(\gamma, xn+np)$ [18], Brajnik et al. (γ, p) [127] und Schwengner et al. (γ, γ') [11]. In b) PAWQs der (p,p') -Daten im Vergleich zur Summe der Prozesse $(\gamma, \gamma') + (\gamma, xn+np) + (\gamma, p)$, hier ist $(\gamma, xn+np)$ von Leprêtre et al. [17].

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Lorenzanpassung an die PAWQs bezüglich Zentro-
idposition E_{GDR} , Amplitude σ_{GDR} und Breite Γ_{GDR} .

Quelle	$E_{GDR}(\text{MeV})$	$\sigma_{GDR}(\text{mb})$	$\Gamma_{GDR}(\text{MeV})$
Gl. (6.13)	16,69		
Leprêtre et al. [17]	$16,65 \pm 0,05$	211 ± 10	$4,0 \pm 0,1$
Berman et al. [18]	$16,83 \pm 0,04$	185 ± 5	$4,00 \pm 0,06$
$(\gamma, \gamma') + (\gamma, xn + np) + (\gamma, p)$ (Schwenger+ Leprêtre+Brajnik)	$16,66 \pm 0,01$	$241,63 \pm 0,81$	$3,94 \pm 0,02$
Diese Arbeit	$16,80 \pm 0,02$	$251,28 \pm 2,03$	$3,94 \pm 0,04$

worden. Die Abweichung der aus experimentellen Daten gewonnenen Zentroidwerten betragen maximal 0,2 MeV von dem vorhergesagten Wert aus Gl. (6.13).

6.3 Elektrische Dipol-Stärkeverteilung

Die elektrische Dipol-Stärkeverteilung, als Maß für die energieabhängige Stärke des E1-Multipolanteils im Spektrum, kann aus dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt berechnet werden. Unter Verwendung von Gl. (6.12), aus dem letzten Kapitel, wurde aus dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt des E1-Multipolanteils die elektrische Dipol-Stärkeverteilung bestimmt. In Abbildung 6.6 ist diese für die (p, p') -Daten und die (γ, γ') -Daten von Schwengner et al. dargestellt. Wobei von letzteren der von Rusev et al. bestimmte M1-Anteil abgezogen wurde.

Iwamoto et al. [74] ermittelten im Energiebereich von (7-11) MeV eine E1-Stärke von $\sum_{7\text{MeV}}^{11\text{MeV}} B(E1_{Iwa.}) = 0,75 \pm 0,08 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$. Für die in der vorliegenden Arbeit ausgewerteten (p, p') -Daten ergibt sich in diesem Energiebereich eine E1-Stärke von $\sum_{7\text{MeV}}^{11\text{MeV}} B(E1) = 1,40 \pm 0,16 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ und für die (γ, γ') -Daten aus Abbildung 6.6 eine E1-Stärke von

$\sum_{7\text{MeV}}^{11\text{MeV}} B(E1_{\gamma,\gamma'}) = 1,15 \pm 0,15 \text{ e}^2\text{fm}^2$. Die Ergebnisse der (p,p')-Daten in der vorliegenden Arbeit und die der (γ,γ') -Daten sind im Rahmen ihrer Unsicherheiten miteinander verträglich, jedoch weichen die in [74] bestimmten Ergebnisse im Rahmen der Unsicherheiten um ca. 50% von diesen ab. Dieses Ergebnis lässt darauf schließen, dass die in [74] durchgeführte Multipolentfaltung ein abweichendes Ergebnis für den E1-Multipolanteil ermittelt hat und der E1-Anteil in der vorliegenden Arbeit sinnvoll durch die Multipolentfaltung bestimmt wurde. Für die in der vorliegenden Arbeit ausgewerteten (p,p')-Daten ergibt sich über den kompletten Energiebereich eine E1-Stärke von $\sum_{5,6\text{MeV}}^{23\text{MeV}} B(E1) = 21,55 \pm 2,10 \text{ e}^2\text{fm}^2$.

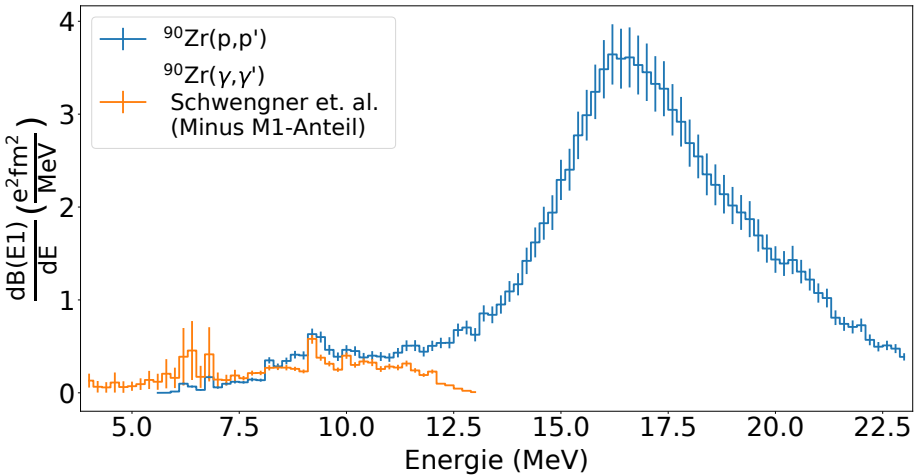


Abbildung 6.6: Elektrische Dipol-Stärkeverteilung der (p,p')-Daten und (γ,γ') -Daten von Schwengner et al., von den (γ,γ') -Daten wurde der M1-Anteil, ermittelt von Rusev et al., abgezogen.

6.4 Elektrische Dipol-Polarisierbarkeit

Die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit lässt sich über den Photoabsorptionswirkungsquerschnitt des E1-Multipolanteils berechnen [132]

$$\alpha_D = \frac{\hbar c}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{abs}^{E1}}{E^2} dE. \quad (6.14)$$

Zur Bestimmung der Dipol-Polarisierbarkeit muss über den kompletten Energiebereich von Null bis Unendlich integrieren werden, was aber experimentell nicht realisierbar ist. Um trotzdem einen möglichst großen Energiebereich abzudecken, können sogenannte QRPA-Rechnungen, die auf dem QPM basieren, herangezogen werden. Wie schon in der Vergangenheit gezeigt, eignen sich diese zur Beschreibung der allgemeinen Eigenschaften der GDR für schwere Kerne [91, 93, 133, 134]. Für ^{90}Zr wurde eine QRPA-Rechnung [125] verwendet, um eine Erweiterung der experimentellen Ergebnisse im Energiebereich von 23,2 MeV bis 30 MeV zu erhalten. Über eine Lorenzanpassung an diese QRPA-Daten konnte die Dipol-Polarisierbarkeit bis zu einer Energie von 50 MeV angegeben werden.

In Abbildung 6.7 ist die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit von 5,6 MeV bis 50 MeV dargestellt. In blau ist das Ergebnis der experimentellen Daten, in rot der QRPA-Daten und in grün der Extrapolation mittels einer Lorenzanpassung gezeigt. Für die Dipol-Polarisierbarkeit ergibt sich aus den (p,p') -Daten im Energiebereich von 5,6 MeV bis 23 MeV $\alpha_D = 5,46 \pm 0,47 \text{ fm}^3$, aus den QRPA-Daten im Energiebereich von 23,2 MeV bis 30 MeV $\alpha_D = 0,18 \pm 0,02 \text{ fm}^3$ und aus der Extrapolation im Energiebereich von 30 MeV bis 50 MeV $\alpha_D = 0,07 \pm 0,07 \text{ fm}^3$ eine totale Dipol-Polarisierbarkeit von $\alpha_D = 5,72 \pm 0,48 \text{ fm}^3$. Wie zu erkennen ist, geht die Dipol-Polarisierbarkeit mit steigender Energie in eine Sättigung über. Der Anteil der QRPA-Rechnung am totalen Wert der Dipol-Polarisierbarkeit beträgt ca. 3 % und der der Extrapolation ca. 1 %. Aus den (γ, γ') -Daten von Schwengner et al. lässt sich die Dipol-Polarisierbarkeit im Energiebereich von 4 MeV bis 5,4 MeV ermitteln

$\alpha_D = 0,12 \pm 0,10 \text{ fm}^3$, welche ca. 2% der Dipol-Polarisierbarkeit im Energiebereich (5,6-30) MeV entspricht.

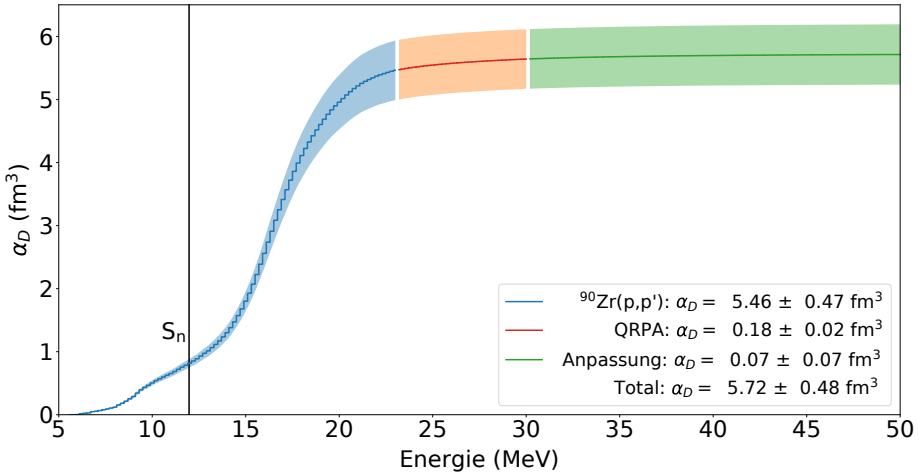


Abbildung 6.7: Elektrische Dipol-Polarisierbarkeit von ^{90}Zr . In blau ist der Anteil der (p,p')-Daten dieser Arbeit, in rot der Anteil der QRPA-Daten und in grün der Anteil der Extrapolation der QRPA-Daten dargestellt.

In der Arbeit von Roca-Maza et al. [44] wurden anhand von Modellrechnungen Wertebereiche für die Symmetrieenergieparameter J und L bestimmt, welche für die Zustandsgleichung für Kernmaterie eine große Rolle spielen [41]. Die Modellrechnungen basieren auf der Theorie des Funktional der Kerndichten [135] und verwendeten schon bestehende experimentelle Daten über die Dipol-Polarisierbarkeit von ^{68}Ni , ^{120}Sn und ^{208}Pb . Anhand der ermittelten Symmetrieenergieparameter wurde die Dipol-Polarisierbarkeit von ^{90}Zr relativ zur Dipol-Polarisierbarkeit von ^{208}Pb berechnet, sowie dessen Neutronenhaut. Ab einer Anregungsenergie von 30 MeV beginnt der Quasideuteron-Anteil einen Beitrag zur Dipol-Polarisierbarkeit zu leisten, welcher in den Berechnungen von [44] nicht berücksichtigt wurde. Dieser Anteil ist weder in den (p,p')-Daten noch in den verwendeten QRPA-Daten

Tabelle 6.3: Modelle und deren verwendete Symmetrieenergieparameter J und L, sowie deren Ergebnisse aus [44] für die Neutronenhaut Δr_{np} und Dipol-Polarisierbarkeit α_D im Vergleich zu dem in dieser Arbeit ermittelten Ergebnis für ^{90}Zr .

Modell	J	L	Δr_{np} (fm)	$\alpha_D(\text{fm}^3)$
FSU030	32,593	60,515	0,0877	5,84
FSU040	31,513	52,091	0,0759	5,57
KDE0-J33	33,000	45,220	0,0634	5,54
KDE0-J34	34,000	59,243	0,0715	5,73
KDE0-J35	35,000	65,742	0,0750	5,63
DDMEa	30,000	30,000	0,0578	5,30
DDMEb	32,000	46,500	0,0772	5,64
Diese Arbeit	-	-	-	$5,72 \pm 0,48$

enthalten, sodass ein direkter Vergleich der Ergebnisse aus [44] und der vorliegenden Arbeit möglich ist.

In Tabelle 6.3 sind die Modelle und deren verwendeten Werte für die Symmetrieenergieparameter J und L, sowie deren Ergebnisse für die Berechnung der Neutronenhaut Δr_{np} und der Dipol-Polarisierbarkeit α_D von ^{90}Zr aufgelistet. Alle berechneten Werte für die Dipol-Polarisierbarkeit sind mit dem experimentell ermittelten Ergebnis im Rahmen der Unsicherheiten verträglich, sowie die aus den Modellrechnungen bestimmte mittlere Dipol-Polarisierbarkeit von $\alpha_{D, RM} = 5,65 \pm 0,23 \text{ fm}^3$.

Das in dieser Arbeit ermittelte Ergebnis untermauert die in [44] bestimmte Einschränkung des Wertebereichs der Symmetrieenergieparameter von $30 \text{ MeV} \leq J \leq 35 \text{ MeV}$ und $30 \text{ MeV} \leq L \leq 66 \text{ MeV}$ und somit auch die ermittelte Angabe der mittleren Neutronenhaut von $\Delta r_{np} = 0,067 \pm 0,008 \text{ fm}$.

6.5 Gamma-Stärkefunktion

Die Gamma-Stärkefunktion (GSF) beschreibt das mittlere Verhalten der Gammazerfälle eines Kerns und wird z.B. als Eingabeparameter in der Astrophysik zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten [60] und Reaktionsabläufen [61] verwendet. Sie lässt sich über den Photoabsorptionswirkungsquerschnitt berechnen [63]

$$f^{X\lambda}(E, J) = \frac{2J_0 + 1}{(\pi\hbar c)^2(2J + 1)} \frac{\langle \sigma_{abs}^{X\lambda} \rangle}{E^{2\lambda-1}}. \quad (6.15)$$

Hier ist $\langle \sigma_{abs}^{X\lambda} \rangle$ der mittlere Photoabsorptionswirkungsquerschnitt des elektrischen oder magnetischen Übergangs $X \in \{E, M\}$, λ die Multipolarität und E die Gammaenergie. Wobei letztere gleich der Anregungsenergie vom Grundzustand in den angeregten Zustand mittels Absorption ist. Der Gesamtspin des Grundzustands und des angeregten Zustands ist J_0 und J . Wie auch der Photoabsorptionswirkungsquerschnitt setzt sich die GSF aus allen Multipolanteilen zusammen, wobei alle höheren Multipolanteile als E1 und M1 vernachlässigbar auftreten. In Abbildung 6.8 a) ist die Gamma-Stärkefunktion für den E1- und M1-Multipolanteil dargestellt. Der M1-Anteil leistet auch hier nur einen relativ kleinen Beitrag.

Um die GSF zu beschreiben und Vorhersagen über diese für ein breites Spektrum an verschiedenen Kernen zu treffen, werden modifizierte Lorenzkurven, die ihre Parameter aus der sogenannten RIPL-3 Datenbank beziehen [63], verwendet. Weshalb im Folgenden anhand der hier vorliegenden (p,p')-Daten ein Modelltest der modifizierten Lorenzkurven am E1-Multipolanteil der GSF durchgeführt wird. Für die Beschreibung des E1-Anteils an der GSF gibt es drei verschiedene Modelle an Lorenzkurven SLO, EGLO und MLO. Die Standard-Lorenzkurve (SLO) bildet dabei das einfachste Modell zur Beschreibung der GSF

$$f_{\text{SLO}}(E) = \frac{\sigma_r \Gamma_r}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\Gamma_r E}{(E^2 - E_r^2)^2 + (\Gamma_r E)^2}, \quad (6.16)$$

mit σ_r als Peakwirkungsquerschnitt, E_r als Zentroidenergie und Γ_r als Breite der GDR [63]. Ein spezifischeres Modell wird von der sogenannten Enhanced-Generalised-Lorenzian (EGLO), zu Deutsch Verbesserte Generalisierte Lorenzkurve, dargestellt

$$f_{\text{EGLO}}(E) = \frac{\sigma_r \Gamma_r}{3(\pi \hbar c)^2} \times \left[\frac{\Gamma_K(E, T) E}{(E^2 - E_r^2)^2 + (\Gamma_K(E, T) E)^2} + 0.7 \frac{\Gamma_K(E = 0, T)}{E_r^3} \right]. \quad (6.17)$$

Dieses Modell besteht aus zwei Teilen [136]. Zum einen besteht es aus einer Lorenzkurve mit einer energie- und temperaturabhängigen Breite $\Gamma_K(E, T)$, basierend auf der Theorie für Fermiflüssigkeiten [137], und zum anderen, aus einem Term der die Form der GSF im niederenergetischen Bereich beschreibt. Die Breite ist gegeben durch

$$\Gamma_K(E, T) = \chi(E) \frac{\Gamma_r}{E_r^2} (E^2 + (2\pi T)^2), \quad (6.18)$$

mit

$$\chi(E) = \kappa + (1 - \kappa) \frac{E - E_0}{E_r - E_0}. \quad (6.19)$$

Es handelt sich bei Gl. (6.19) um eine empirische Funktion. Der Parameter κ wird so angepasst, dass zu einer Referenzenergie E_0 die experimentelle E1-Stärke wiedergegeben wird [63]. Das dritte Modell, die modifizierte Lorenzkurve (MLO), ist nicht wie SLO und EGLO eine Parametergleichung von ausschließlich experimentellen Daten, sondern verwendet zusätzlich das Verhältnis aus der GSF und dem Imaginärteil der Antwortfunktion des Kerns

$$f_{\text{MLO}}(E) = \frac{\sigma_r \Gamma_r}{3(\pi \hbar c)^2} \frac{\Lambda(E, T) \Gamma(E, T) E}{(E^2 - E_r^2)^2 + (\Gamma(E, T) E)^2}, \quad (6.20)$$

mit

$$\Lambda(E, T) = \frac{1}{1 - \exp(-E/T)}. \quad (6.21)$$

Der Teil $\Lambda(E, T)$ ist eine Verbesserung der GSF, da dieser Teil "heiße" Kerne, d.h. Kerne mit angeregten Energieniveaus im höheren Energiebereich besser beschreibt, als "kalte" Kerne, also Kerne mit angeregten Energieniveaus im niederen Energiebereich. Die Breite $\Gamma(E, T)$ des MLO Modells wird über die mikrokanonische Verteilung von Anfangszuständen berechnet [138].

In Abbildung 6.8 b) ist die GSF für den E1-Anteil der (p, p') -Daten und die Modelle SLO, EGLO und MLO dargestellt. Wie zu erkennen ist, fallen die Modelle im niederenergetischen Bereich unterschiedlich stark ab. Die Struktur der PDR wird gar nicht beschrieben, da diese auch nicht in den Modellen berücksichtigt wird. Der Verlauf der (p, p') -Daten wird in diesem Bereich in seiner Tendenz visuell am sinnvollsten durch die Modelle SLO und MLO beschrieben. Die linke Flanke der GDR, Höhe und deren Position der (p, p') -Daten werden von allen drei Modellen gleichermaßen hinreichend dargestellt. Allerdings beschreibt kein Modell die rechte Flanke der GDR der (p, p') -Daten in ihrem Verlauf, hier fallen die Modelle schneller mit der Energie ab. In [139] wurde auch ein Vergleich dieser drei Modelle mit der E1-GSF von ^{208}Pb durchgeführt, in diesem stimmten die Daten mit den Modellen auf der abfallenden Flanke visuell besser überein. Als Ergebnis des Vergleichs der (p, p') -Daten mit den Modellen, konnte festgestellt werden, dass die Modelle SLO und MLO nur für eine grobe Abschätzung der GSF für den E1-Multipolanteil von ^{90}Zr verwendet werden können.

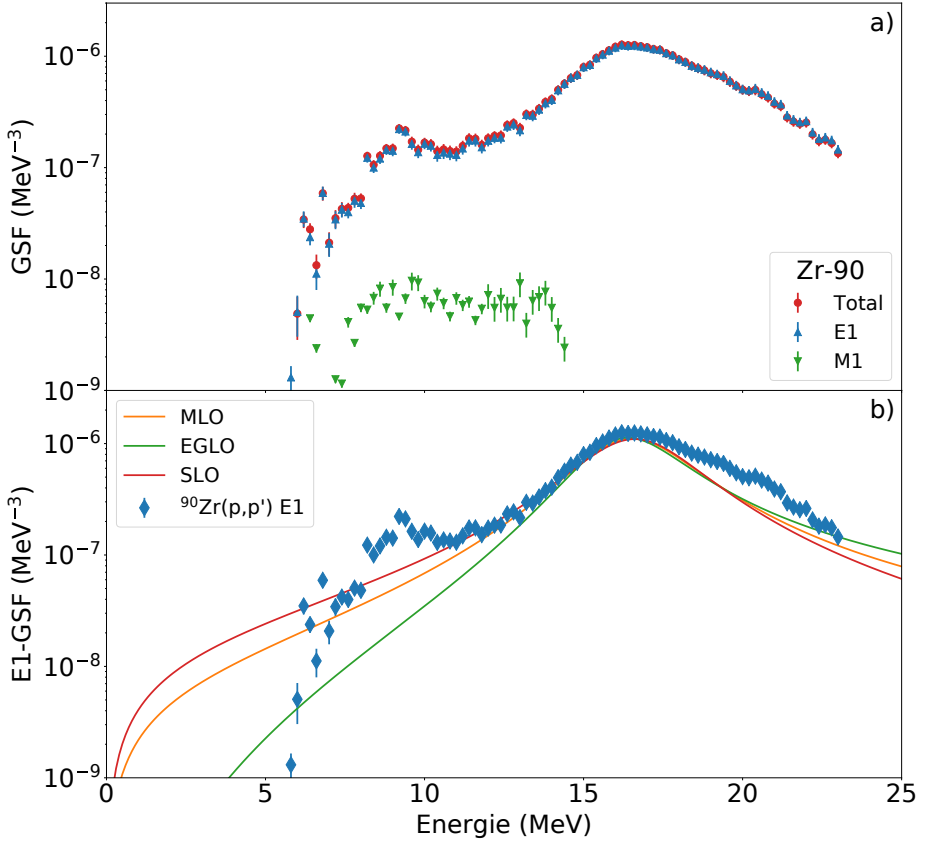


Abbildung 6.8: In a) ist die Gamma-Stärkefunktion für den E1- und M1-Anteil sowie deren Summe als totale GSF dargestellt. In b) ist die GSF des E1-Anteils mit den Modellen SLO, MLO und EGLO zum Vergleich gezeigt.



7 Diskussion über das E1-M1-Multipolverhältnis

In der Arbeit von Iwamoto *et al.* [74] wurden die selben (p,p')-Daten für ihre Analysen und Auswertungen verwendet, wie in der vorliegenden Arbeit. Im Anregungsenergiebereich von (6-12) MeV führten sie eine Multipolentfaltung durch, mit der die E1- und M1-Multipolanteile extrahiert wurden. Als Ergebnis erhielten sie einen M1-Anteil der einen größeren Multipolbeitrag darstellte, als der normalerweise dominierende E1-Multipolanteil, was so noch nicht beobachtet worden ist.

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Multipolentfaltung zeigte schon für den Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$, siehe Abbildung 5.5, dass der extrahierte E1-Multipolanteil einen größeren Beitrag leistet, als der extrahierte M1-Multipolanteil. Für den M1-Multipolanteil konnten zwei mögliche elektromagnetische $B(M1_{EM})$ -Stärken ermittelt werden, welche im Vergleich mit (γ,γ') -Daten [58] und QPM-Rechnungen sinnvolle Ober- und Untergrenzen der elektromagnetische $B(M1_{EM})$ -Stärke darstellen. Woraus hervor geht, dass der durch die Multipolentfaltung extrahierte M1-Multipolanteil in der vorliegenden Arbeit sinnvoll ermittelt wurde.

Das in der vorliegenden Arbeit bestehende Verhältnis zwischen dem E1- und M1-Multipolanteil wird auch im Photoabsorptionswirkungsquerschnitt widergegeben, wobei hier die Obergrenze der elektromagnetischen $B(M1_{EM})$ -Stärke zur Berechnung des Photoabsorptionswirkungsquerschnitts des M1-Anteils verwendet wurde, siehe Abbildung 6.4. Über dessen E1-Multipolbeitrag wurde die $B(E1)$ -Stärke berechnet und mit (γ,γ') -Daten [11], von denen der M1-Anteil der (γ,γ') -Daten [58] abgezogen wurde, im Energiebereich von (7-11) MeV verglichen. An dieser Stelle muss kritisch angemerkt werden, dass in diesen (γ,γ') -Daten [11] sowohl der E1-Multipolanteil, als auch der M1-Multipolanteil enthalten ist und durch die (γ,γ') -Daten [58] der M1-Anteil nur im Energiebereich von (7,4-9,8) MeV entfernt werden kann-

te. Allerdings wird der Zentroid der M1-Resonanz bei einer Energie von ca. 9 MeV [124] erwartet. Wodurch in diesem Bereich die B(M1)-Stärke maximal ist. Die (γ, γ') -Daten [58] decken diesen Energiebereich ab, weshalb es unwahrscheinlich ist eine um Größenordnungen größere B(M1)-Stärke außerhalb dieses Energiebereichs zu finden. Wie in Abbildung 6.4 an den Photoabsorptionswirkungsquerschnitten der (γ, γ') -Daten visuell zu erkennen ist, leistet der M1-Anteil einen vernachlässigbar kleinen Anteil am Gesamtbeitrag der (γ, γ') -Daten [11]. Die ermittelten Werte der B(E1)-Stärke im Energiebereich von (7-11) MeV, aus den (γ, γ') -Daten [11] und den (p, p') -Daten dieser Arbeit sind im Rahmen ihrer Unsicherheiten verträglich miteinander. Der von [74] ermittelte Wert der B(E1)-Stärke ist um fast 50% kleiner.

Es konnte durch Vergleiche mit Daten aus (γ, γ') -Experimenten gezeigt werden, dass die in dieser Arbeit ermittelten E1- und M1-Multipolanteile mit sinnvollen Größen vorliegen, wodurch auch deren Verhältnis als sinnvoll erachtet wird und somit das in [74] ermittelte E1-M1-Verhältnis eine Abweichung darstellt.

Die Ursachen für dieses abweichende Verhältnis in [74] kann einerseits daher kommen, dass in der Multipolentfaltung nur eine Modellwinkelverteilung für den E1-Multipolanteil verwendet wurde und diese eine Modellwinkelverteilung nicht ausreichte um den E1-Multipolanteil im Energiespektrum in der Multipolentfaltung angemessen zu berücksichtigen. Andererseits ist aus [125] bekannt, dass in [74] die Modellwinkelverteilung des E1-Multipolanteils den Beitrag der effektive Ladung enthielt, welcher wie in Kapitel 5.2 gezeigt wurde, nicht zu bevorzugen ist.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde aus $^{90}\text{Zr}(p,p')$ -Daten in einem Energiebereich von (6-23) MeV die magnetische Dipolstärke und die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit experimentell ermittelt. Letztere ließ sich nur über den Photoabsorptionswirkungsquerschnitt gewinnen, aus dem noch weitere physikalische Größen wie elektrische Dipolstärke und die Gamma-Stärkefunktion berechnet wurden.

Aus dem zugehörigen $^{90}\text{Zr}(p,p')$ -Experiment ermittelte Impulshöhenspektren wurden in einen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt umgerechnet und die Beiträge der einzelnen Multipolanteile über eine Multipolentfaltung extrahiert. Unter Anwendung der Multipolentfaltung mit Modellwinkelverteilungen, die den Beitrag der effektiven Ladung berücksichtigen, konnte anhand einer Prüfsumme gezeigt werden, dass diese zu größeren Abweichungen führen als Modellwinkelverteilungen ohne diesen Beitrag. Nach der Multipolentfaltung lagen die beiden am stärksten auftretenden Multipolanteile E1 und M1 separiert vor. Über die Methode des Einheitsquerschnitts ließ sich der M1-Multipolanteil in die reduzierte Übergangsstärke $B(M1)$ umrechnen, aus der zwei mögliche elektromagnetische $B(M1_{EM})$ -Stärken angegeben werden konnten. Im Vergleich mit (γ,γ') -Daten und QPM-Rechnungen repräsentieren diese sinnvolle Unter- und Obergrenzen der eigentlichen elektromagnetische $B(M1_{EM})$ -Stärken mit. Über die Virtuelle-Photonen-Methode konnte der E1-Multipolanteil in einen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt umgerechnet und mit dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt des M1-Anteil, welcher sich aus der $B(M1)$ -Stärke ergab, verglichen werden. Der Photoabsorptionswirkungsquerschnitt aus beiden Multipolanteilen ermöglichte Vergleiche mit Photoabsorptionsexperimenten im gesamten Energiebereich. Aus dem E1-Anteil des Photoabsorptionswirkungsquerschnitts wurden die reduzierte Übergangsstärke $B(E1)$, die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit und die Gamma-Stärkefunktion bestimmt.

Für die B(E1)-Stärke konnte im kompletten Energiespektrum eine Gesamtstärke von $\sum_{5,6\text{ MeV}}^{23\text{ MeV}} B(E1)=21,55\pm2,10\text{ e}^2\text{ fm}^2$ ermittelt werden. Im Energiebereich der PDR von (7-11) MeV wurde die in dieser Arbeit ermittelte B(E1)-Stärke mit der von (γ,γ') -Daten und einer früheren Auswertung der selben (p,p')-Daten [74] verglichen. Im Rahmen der Unsicherheiten sind die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit und die der (γ,γ') -Daten verträglich, jedoch weicht das Ergebnis der früheren Auswertung von der Jetzigen um fast 50% ab.

Mit Hilfe einer QRPA-Rechnung im Energiebereich von ca. (23-30) MeV und einer Extrapolation dieser Rechnung von (30-50) MeV ist die elektrische Dipol-Polarisierbarkeit von ^{90}Zr $\alpha_D=5,72\pm0,48\text{ fm}^3$ erstmalig experimentell bestimmt worden. Diese wurde mit Ergebnissen von Modellen verglichen, welche über eingeschränkte Symmetrieparameter L und J die Dipol-Polarisierbarkeit mehrerer Kerne beschreiben soll. Aus der im Rahmen der Unsicherheiten bestehenden Verträglichkeit mit den Ergebnissen der Modellrechnungen und der daraus angegeben mittleren Dipol-Polarisierbarkeit $\alpha_{D,RM}=5,65\pm0,23\text{ fm}^3$, untermauert das Ergebnis der vorliegenden Arbeit die Einschränkung des Wertebereichs der Energiesymmetrieparameter von $30\text{ MeV}\leq J\leq 35\text{ MeV}$ und $30\text{ MeV}\leq L\leq 66\text{ MeV}$, sowie die durch die Modellrechnungen ermittelte mittlere Neutronenhautdicke von $\Delta r_{np}=0,067\pm0,008\text{ fm}$.

Anhand des E1-Anteils der Gamma-Stärkefunktion wurde ein Modelltest von modifizierten Lorenzkurven, die zur Beschreibung der Gamma-Stärkefunktionen beliebiger Kerne genutzt werden sollen, durchgeführt. Alle verglichenen Modelle konnten die E1-GSF von ^{90}Zr nicht hinreichend beschreiben.

Die Ergebnisse dieser Arbeit über das E1-M1-Verhältnis in der Multipolentfaltung und im Photoabsorptionswirkungsquerschnitt, sowie die Vergleiche der in dieser Arbeit ermittelten physikalischen Größen der B(E1)- und B(M1)-Stärke mit (γ,γ') -Daten konnten zeigen, dass das in [74] bestimmte E1-M1-Verhältnis eine Abweichung darstellt.

Zukünftig sind (d,d')-Experimente in der iThemba LABS Einrichtung geplant, um das sogenannte isokalare Neutron-Proton Pairing experimentell zu untersuchen [140]. Für das Deuteron d ist $T=0$ und $S=1$, wodurch über ein $^{90}\text{Zr}(d,d')$ -Experiment der isokalare M1-Anteil untersucht werden könnte, um die elektromagnetische $B(M1_{EM})$ -Stärken noch weiter einschränken zu können. Die ermittelte $B(M1)$ -Stärke müsste über die $B(M1)$ -Stärke bekannter isoskalarer M1-Übergänge normiert und sich im Vergleich mit (p,p')-Daten vergewissert werden, dass die $B(M1)$ -Stärke aus (d,d')-Experimenten mit dem Wirkungsquerschnitt skaliert.

Für die Bestimmung des Symmetrieterms der EoS gibt es nur wenige Modelle, die anhand eingeschränkter Symmetrienergieparameter L und J die Dipol-Polarisierbarkeit von mehr als einem Kern verträglich mit experimentellen Ergebnissen beschreiben können. Es ist daher notwendig weitere systematische Vergleiche dieser Modelle mit experimentellen Ergebnissen fortzusetzen, um einen größeren Massenbereich abzudecken.

Am Oslo-Cyclotron-Laboratory (OCL) können GSF über die Reaktionen $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},^3\text{He}'\gamma)$ und $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},\alpha\gamma)$ bestimmt werden. Im Gegensatz zu den $^{90}\text{Zr}(p,p')$ -Daten enthalten die Oslo-Daten Energiespektren aus Übergängen, die nicht direkt in den Grundzustand übergehen und könnten im Vergleich mit den $^{90}\text{Zr}(p,p')$ -Daten die Brink-Axel-Hypothese überprüfen. Der Atomkern ^{90}Zr hat eine relativ hohe Neutronenseparationsenergie, dadurch wären Vergleiche in einem verhältnismäßig großen Energieintervall möglich.

Weiterhin ließe sich aus den vorliegenden Daten die Zustandsdichte von ^{90}Zr mittels der Methode der statistischen Fluktuationen modellunabhängig bestimmen und über die Wavelet-Methode könnten Feinstrukturinformationen der GDR ermittelt werden.



Abbildungsverzeichnis

1.1	Elektrischen Dipol-Stärkeverteilung.	8
2.1	Nukleon-Nukleon- t -Matrix.	20
3.1	Grundriss der Experimentieranlage der RCNP-Einrichtung mit Maßstab.	30
3.2	Grand Raiden Spektrometer.	32
3.3	Grand Raiden Spektrometer 0° -Messung.	34
4.1	Korrektur des Untergrunds.	40
4.2	Impulshöhenspektren mit Untergrund.	42
4.3	Impulshöhenspektren $^{90}\text{Zr}(p,p')$	43
4.4	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $^{90}\text{Zr}(p,p')$. . .	46
5.1	Modellwinkelverteilungen aus DWBA E1, M1, M2, E3, E0 und E2.	50
5.2	Anteil der Multipolanteilen an der energiegewichteten Summenregel (EGSR).	53
5.3	Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt ISGMR und ISGQR.	54
5.4	Modellwinkelverteilung der quasi-freien Streuung.	56
5.5	Ergebnis der Multipolentfaltung $\theta_{CM}=0,48^\circ$	59
5.6	Winkelverteilungen drei Energiebereiche.	60
5.7	Prüfsumme der Multipolentfaltungen.	63
5.8	Multipolentfaltung 1^- -Zustände.	66
6.1	B(M1)-Stärke $^{90}\text{Zr}(\gamma,\gamma')$ -Messung	70
6.2	B(M1)-Stärke pro MeV	74
6.3	Aufsummierte B(M1)-Stärke.	75
6.4	Photoabsorptionswirkungsquerschnitte E1 M1.	78
6.5	Photoabsorptionswirkungsquerschnitte.	80

6.6	Elektrische Dipol-Stärkeverteilung.	82
6.7	Elektrische Dipol-Polarisierbarkeit ^{90}Zr	84
6.8	Gamma-Stärkefunktion.	89
A.1	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$	105
A.2	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,23^\circ$	105
A.3	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,63^\circ$	106
A.4	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$	106
A.5	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,55^\circ$	107
A.6	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=3,05^\circ$	107
A.7	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,07^\circ$	108
A.8	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,58^\circ$	108
A.9	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=5,08^\circ$	109
A.10	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,23^\circ$ mit den Multipolanteilen von der IS-GMR und der ISGQR.	110
A.11	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,63^\circ$ mit den Multipolanteilen von der IS-GMR und der ISGQR.	110
A.12	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$ mit den Multipolanteilen von der IS-GMR und der ISGQR.	111
A.13	Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,55^\circ$ mit den Multipolanteilen von der IS-GMR und der ISGQR.	111

A.14 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=3,05^\circ$ mit den Multipolanteilen von der IS-GMR und der ISGQR.	112
A.15 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,07^\circ$ mit den Multipolanteilen von der IS-GMR und der ISGQR.	112
A.16 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,58^\circ$ mit den Multipolanteilen von der IS-GMR und der ISGQR.	113
A.17 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=5,08^\circ$ mit den Multipolanteilen von der IS-GMR und der ISGQR.	113
A.18 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,23^\circ$. . .	114
A.19 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,65^\circ$. . .	115
A.20 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$. . .	116
A.21 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,55^\circ$. . .	117
A.22 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=3,05^\circ$. . .	118
A.23 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,07^\circ$. . .	119
A.24 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,58^\circ$. . .	120
A.25 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=5,08^\circ$. . .	121
A.26 Interpoliertes Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,01^\circ$	122

A.27 QFS-Untergrund aus dem interpolierten Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,01^\circ$ mit Fermianpassung.	123
A.28 Interpoliertes Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,01^\circ$ mit geglättetem QFS-Untergrund und angepasstem E1-Multipolanteil.	124
A.29 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	126
A.30 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,23^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	127
A.31 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,65^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	128
A.32 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	129
A.33 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,55^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	130
A.34 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=3,05^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	131
A.35 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,07^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	132
A.36 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,58^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	133

A.37 Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=5,08^\circ$, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	134
A.38 Winkelverteilungen drei Energiebereiche, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	135
A.39 Prüfsumme der Multipolentfaltungen, mit uneingeschränktem M1-Anteil.	136

Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten des Grand Raiden Spektrometers und Large Acceptance Spektrometers.	33
3.2	Technische Daten der Vieldraht-Driftkammern des Grand Raiden Spektrometers und des Large Acceptance Spektrometers.	36
4.1	Winkelausschnitte zu den GR-Spektrometerwinkeln. . . .	41
4.2	Parameter für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt.	45
6.1	$B(M1_{EM})$ -Stärken.	72
6.2	Zentroidposition.	81
6.3	Neutronenhaut Δr_{np} und Dipol-Polarisierbarkeit α_D ^{90}Zr	85
A.1	Daten, Winkelausschnitte zu den GR-Spektrometerwinkeln 0° , $2,5^\circ$ und $4,5^\circ$	103
A.2	Daten 2, Winkelausschnitte zu den GR-Spektrometerwinkeln 0° , $2,5^\circ$ und $4,5^\circ$	104

A Anhang

A.1 Tabellen zur Datenauswertung

Tabelle A.1: Winkelausschnitte zu den GR-Spektrometerwinkeln 0° , $2,5^\circ$ und $4,5^\circ$ mit Winkelbereichen von θ_{min} (Grad) zu θ_{max} und resultierenden Streuwinkeln der Protonen θ_{CM} im Schwerpunktsystem, sowie im Laborsystem θ_{Lab} .

Gate zu GR-Winkel	θ_{min}	θ_{max}	θ_{CM}	θ_{Lab}	$\theta_{Raumw.}(sr)$
Gate 0 zu 0°	$0,01^\circ$	$0,71^\circ$	$0,48^\circ$	$0,47^\circ$	$2,39 \cdot 10^{-4}$
Gate 1 zu 0°	$1,00^\circ$	$1,40^\circ$	$1,23^\circ$	$1,21^\circ$	$1,83 \cdot 10^{-4}$
Gate 2 zu 0°	$1,40^\circ$	$1,80^\circ$	$1,63^\circ$	$1,61^\circ$	$1,83 \cdot 10^{-4}$
Gate 0 zu $2,5^\circ$	$2,10^\circ$	$2,25^\circ$	$2,21^\circ$	$2,18^\circ$	$9,14 \cdot 10^{-5}$
Gate 1 zu $2,5^\circ$	$2,25^\circ$	$2,75^\circ$	$2,55^\circ$	$2,51^\circ$	$3,05 \cdot 10^{-4}$
Gate 2 zu $2,5^\circ$	$2,75^\circ$	$3,25^\circ$	$3,05^\circ$	$3,01^\circ$	$3,05 \cdot 10^{-4}$
Gate 0 zu $4,5^\circ$	$3,75^\circ$	$4,25^\circ$	$4,07^\circ$	$4,01^\circ$	$3,05 \cdot 10^{-4}$
Gate 1 zu $4,5^\circ$	$4,25^\circ$	$4,75^\circ$	$4,58^\circ$	$4,50^\circ$	$3,05 \cdot 10^{-4}$
Gate 2 zu $4,5^\circ$	$4,75^\circ$	$5,25^\circ$	$5,08^\circ$	$5,00^\circ$	$3,05 \cdot 10^{-4}$

Tabelle A.2: Ermittelte Werte für die Anzahl der gemessenen Protonen $N_{p\text{-Strahl}}$, zur Bestimmung der gesammelten Ladung, der mittleren Laufzeit des Messsystems L , der Nachweiseffizienz ϵ_{total} und der Jakobi-Determinante J der Winkelausschnitte zu den GR-Spektrometerwinkeln 0° , $2,5^\circ$ und $4,5^\circ$.

Gate zu GR-Winkel	$N_{p\text{-Strahl}}$	L	ϵ_{total}	J
Gate 0 zu 0°	$1,0574 \cdot 10^{15}$	0,814	0,562	0,971
Gate 1 zu 0°	$1,0574 \cdot 10^{15}$	0,814	0,562	0,971
Gate 2 zu 0°	$1,0574 \cdot 10^{15}$	0,814	0,562	0,971
Gate 0 zu $2,5^\circ$	$1,3800 \cdot 10^{15}$	0,861	0,517	0,971
Gate 1 zu $2,5^\circ$	$1,3800 \cdot 10^{15}$	0,861	0,517	0,971
Gate 2 zu $2,5^\circ$	$1,3800 \cdot 10^{15}$	0,861	0,517	0,971
Gate 0 zu $4,5^\circ$	$1,1060 \cdot 10^{15}$	0,832	0,493	0,971
Gate 1 zu $4,5^\circ$	$1,1060 \cdot 10^{15}$	0,832	0,493	0,971
Gate 2 zu $4,5^\circ$	$1,1060 \cdot 10^{15}$	0,832	0,493	0,971

A.2 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt

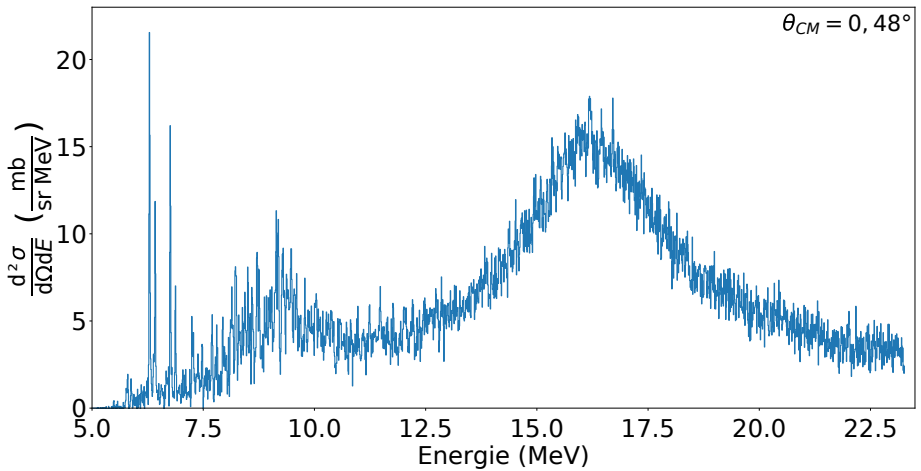


Abbildung A.1: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$.

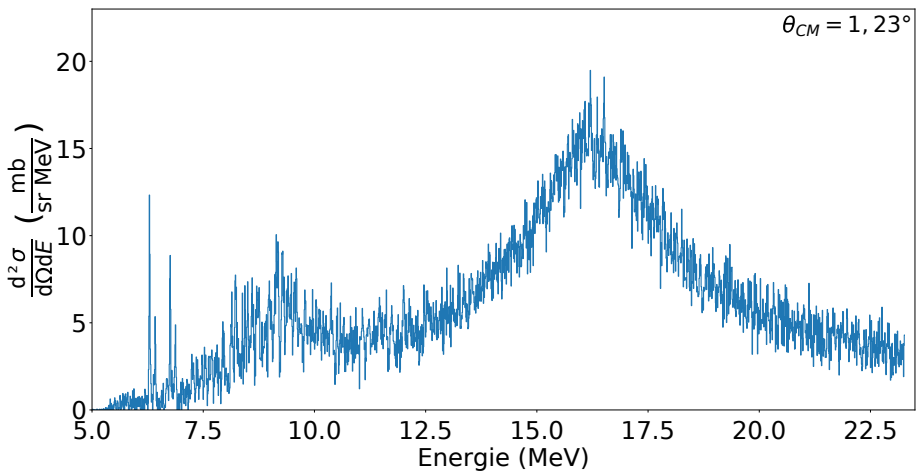


Abbildung A.2: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,23^\circ$.

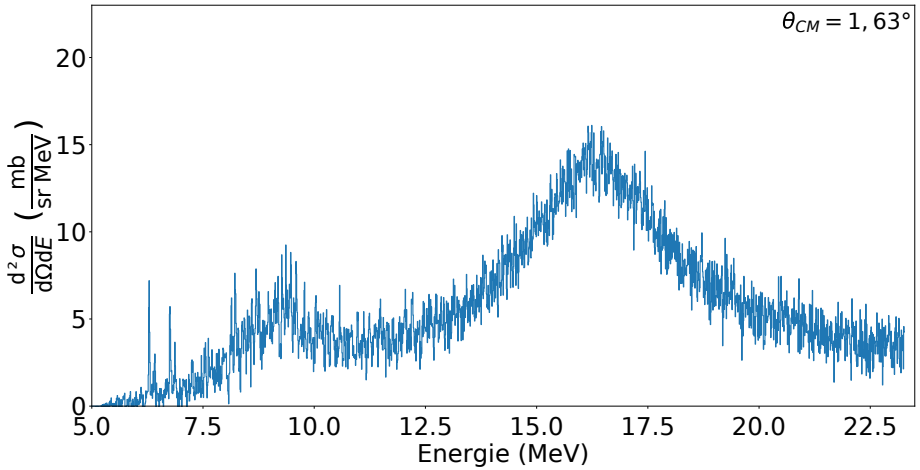


Abbildung A.3: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,63^\circ$.

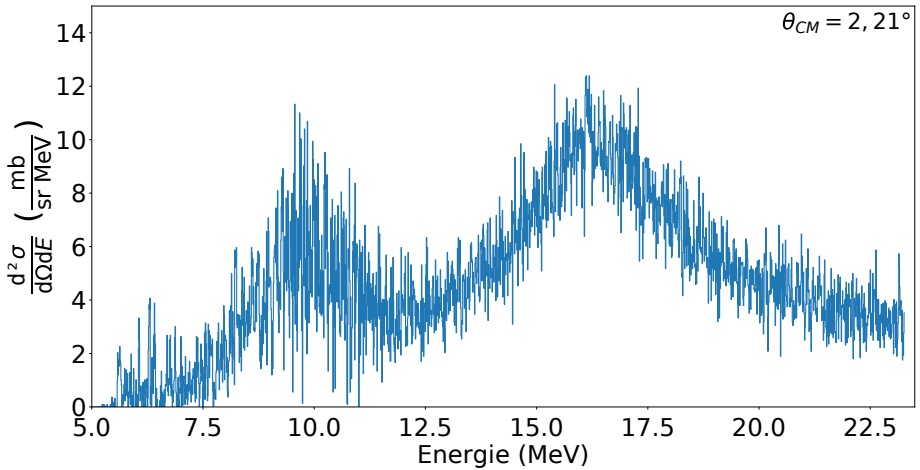


Abbildung A.4: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$.

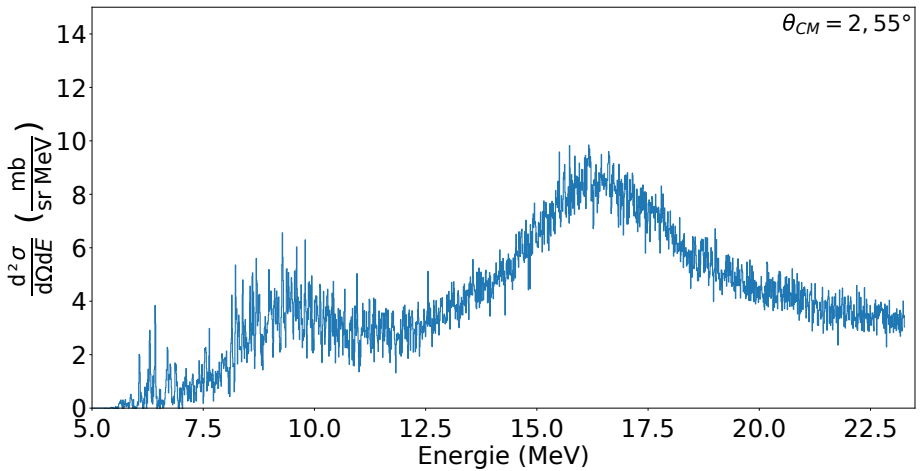


Abbildung A.5: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,55^\circ$.

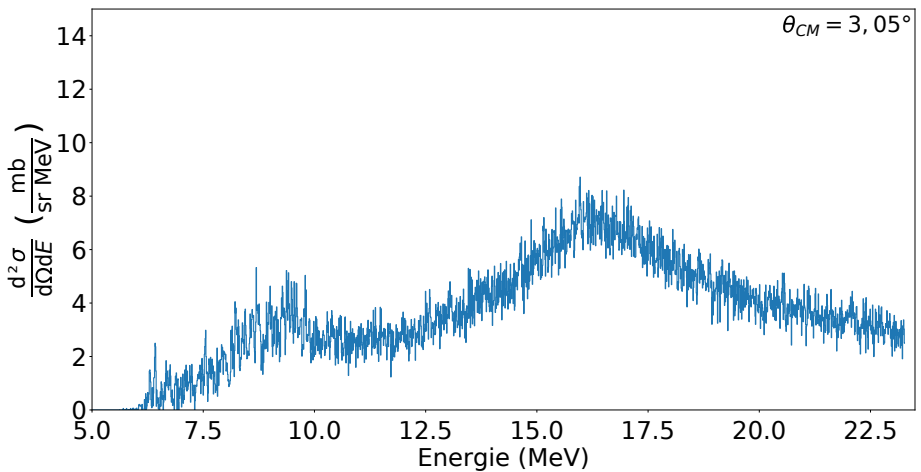


Abbildung A.6: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=3,05^\circ$.

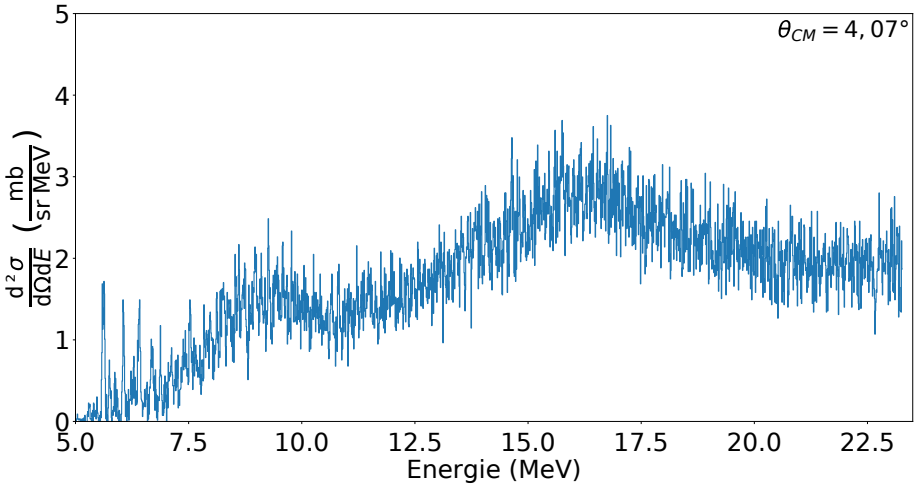


Abbildung A.7: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,07^\circ$.

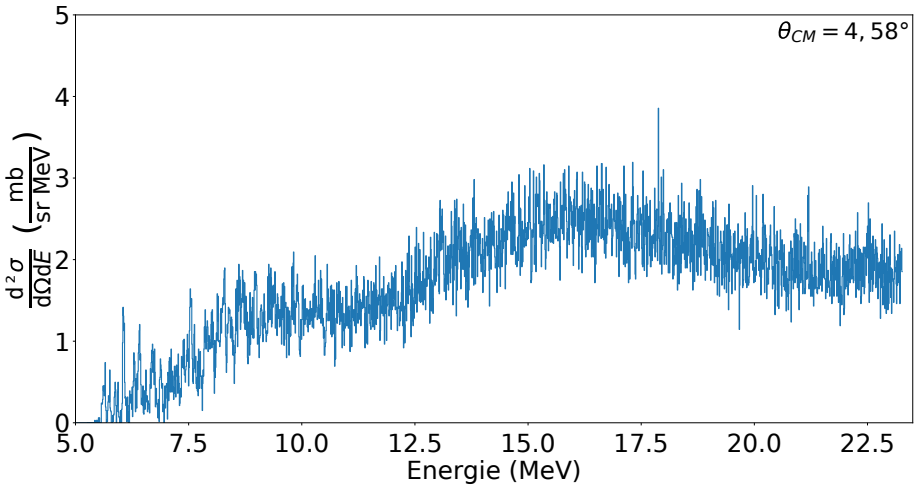


Abbildung A.8: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,58^\circ$.

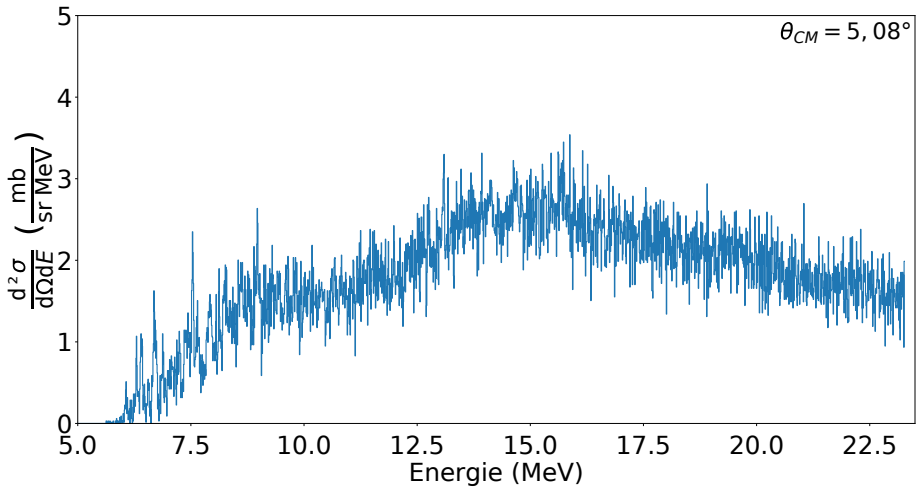


Abbildung A.9: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=5,08^\circ$.

A.3 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR

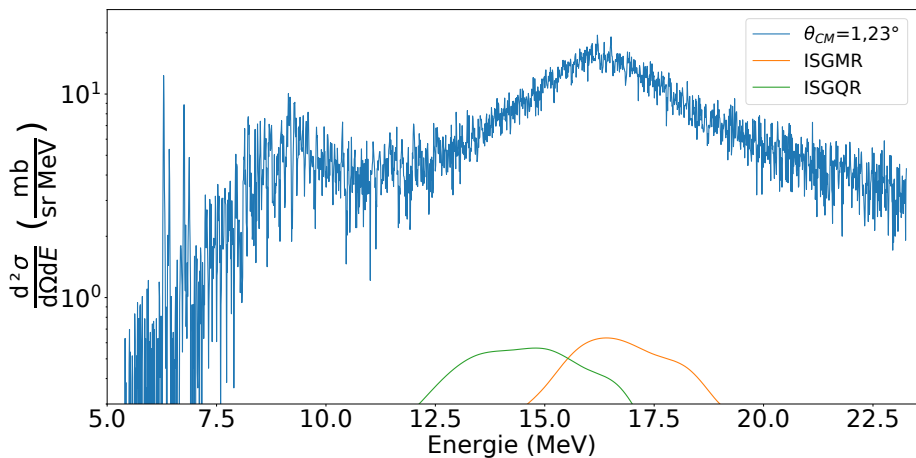


Abbildung A.10: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM} = 1.23^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR.

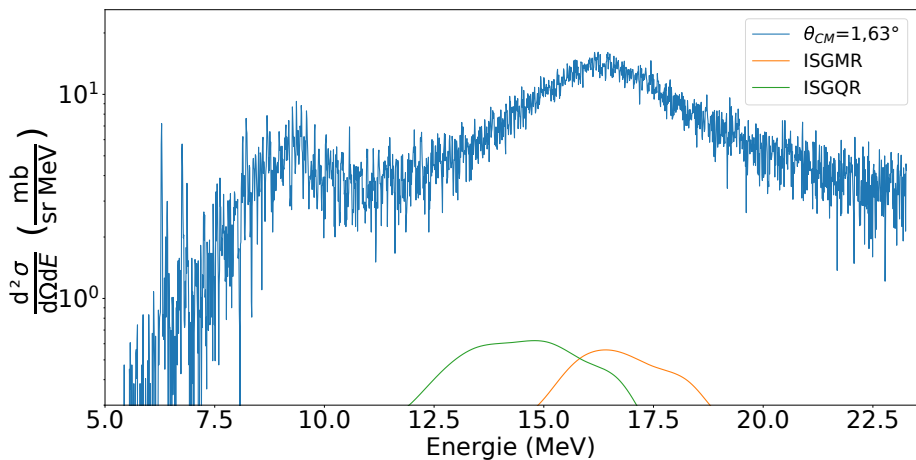


Abbildung A.11: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM} = 1.63^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR.

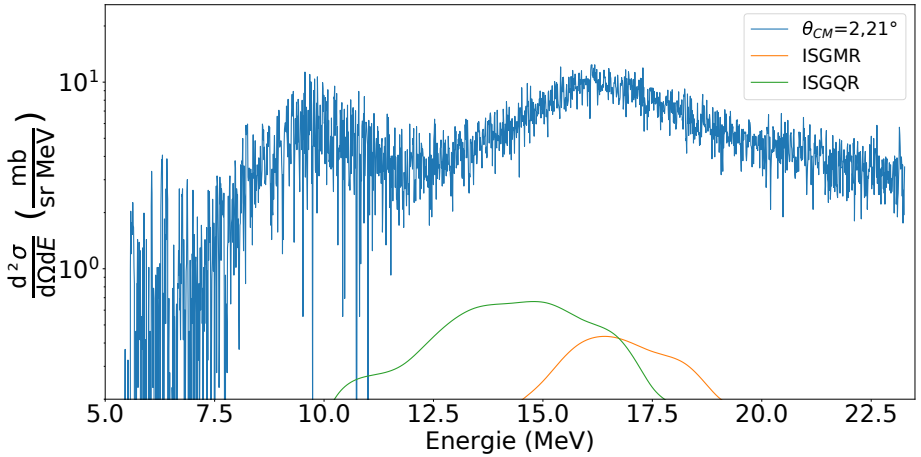


Abbildung A.12: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM} = 2.21^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR.

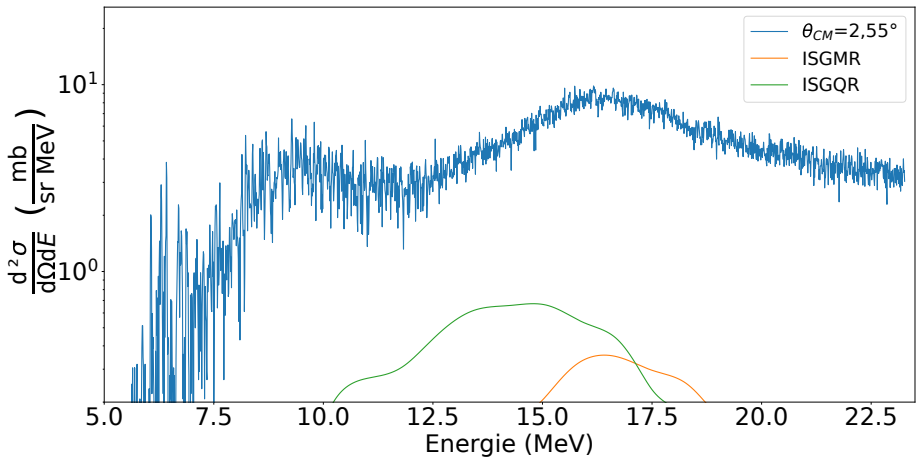


Abbildung A.13: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM} = 2.55^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR.

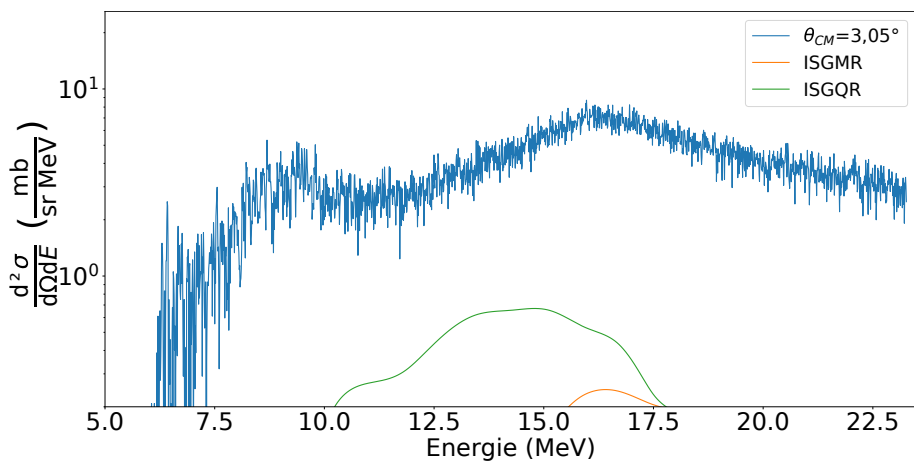


Abbildung A.14: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=3,05^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR.

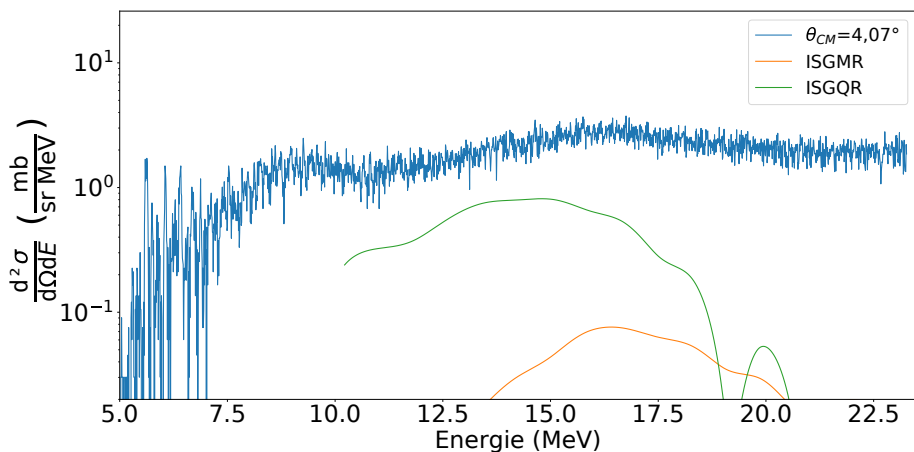


Abbildung A.15: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,07^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR.

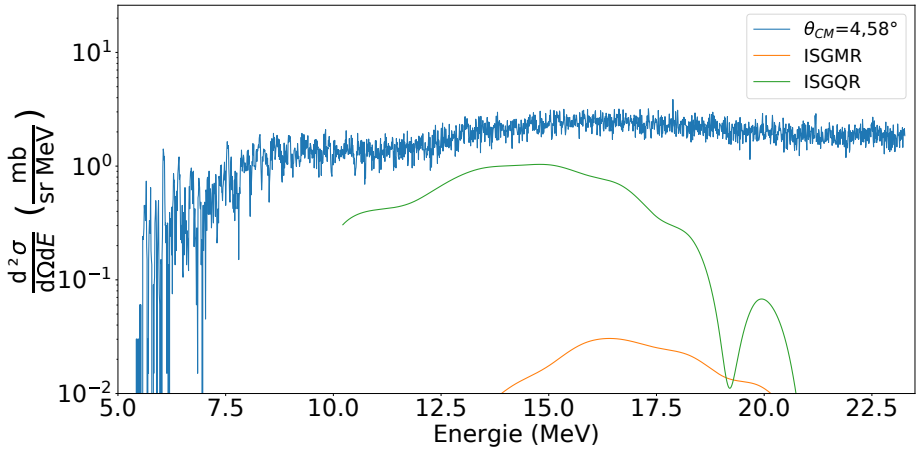


Abbildung A.16: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,58^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR.

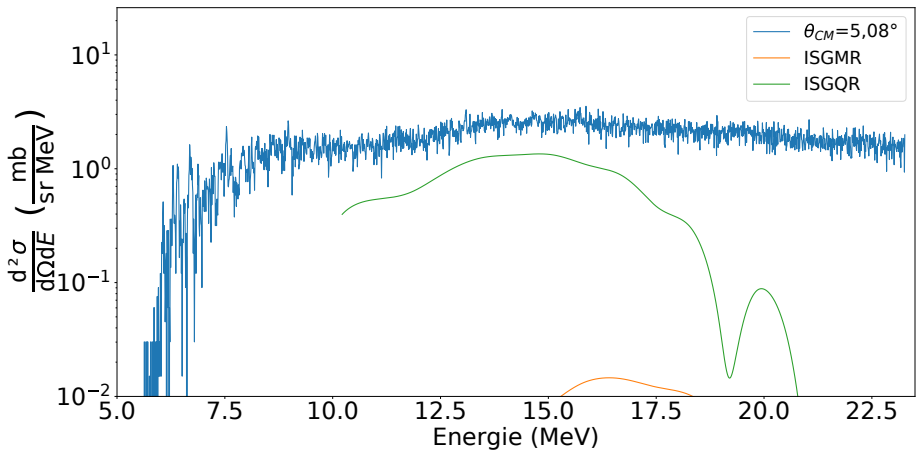


Abbildung A.17: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=5,08^\circ$ mit den Multipolanteilen von der ISGMR und der ISGQR.

A.4 Ergebnisse der Multipolentfaltung

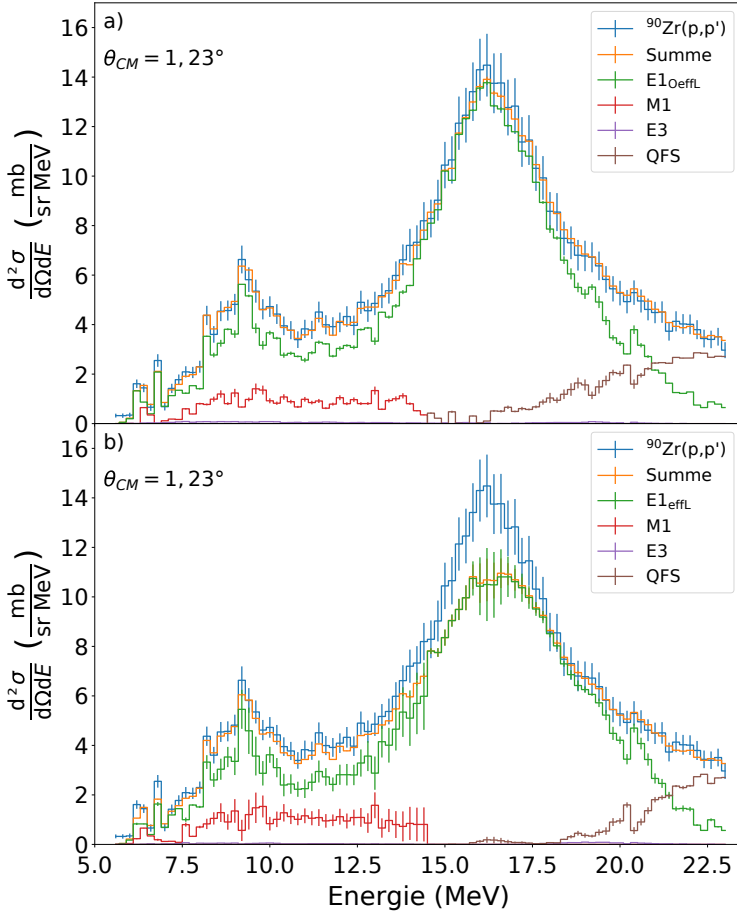


Abbildung A.18: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,23^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet.

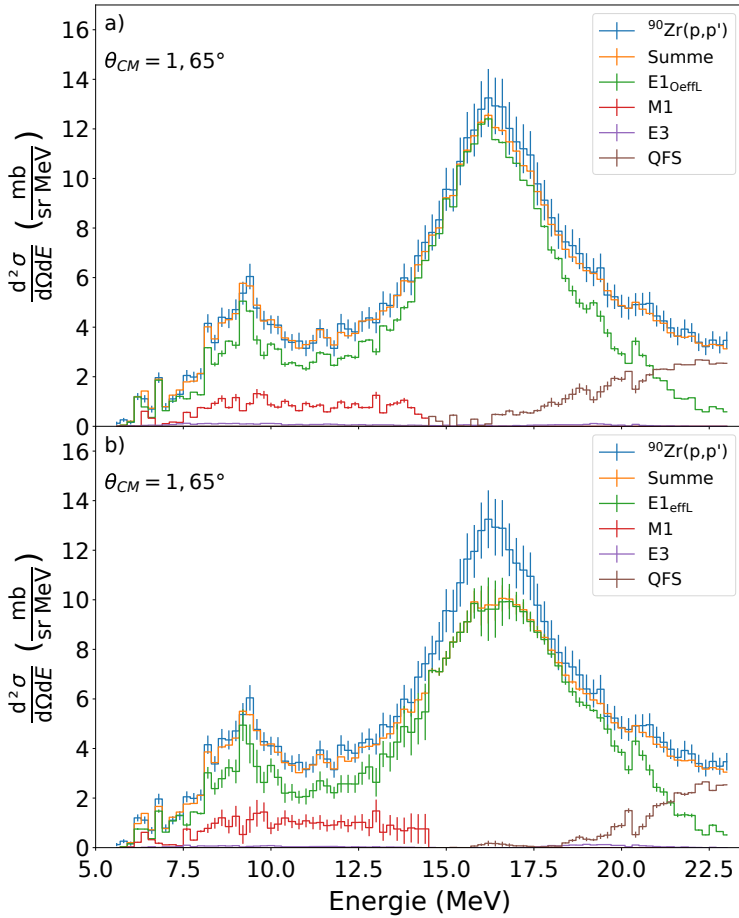


Abbildung A.19: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,65^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ für die Multipolentfaltung verwendet.

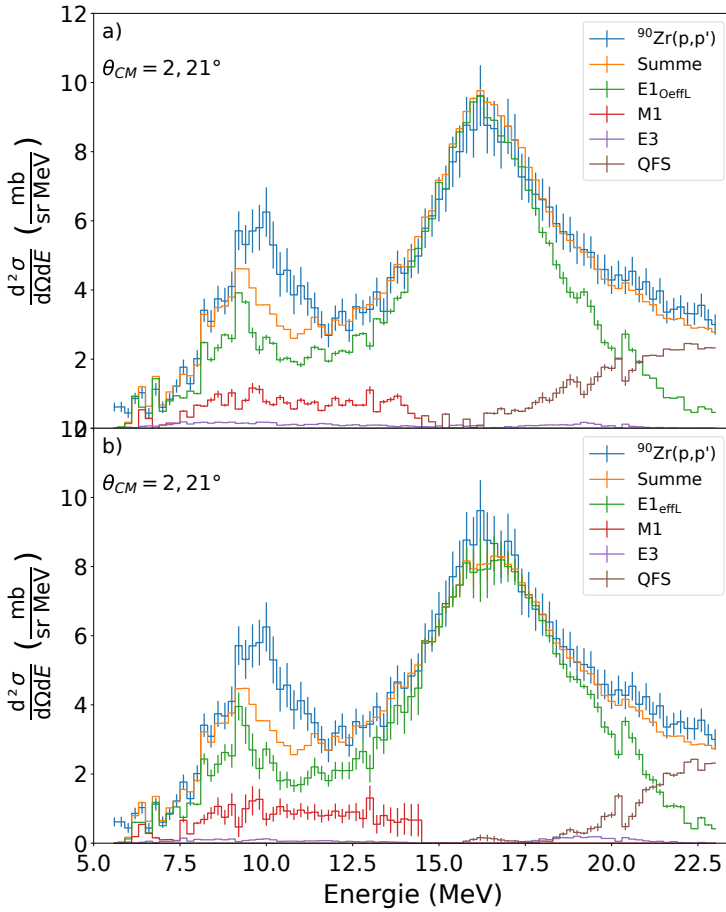


Abbildung A.20: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{OeffL}}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ für die Multipolentfaltung verwendet.

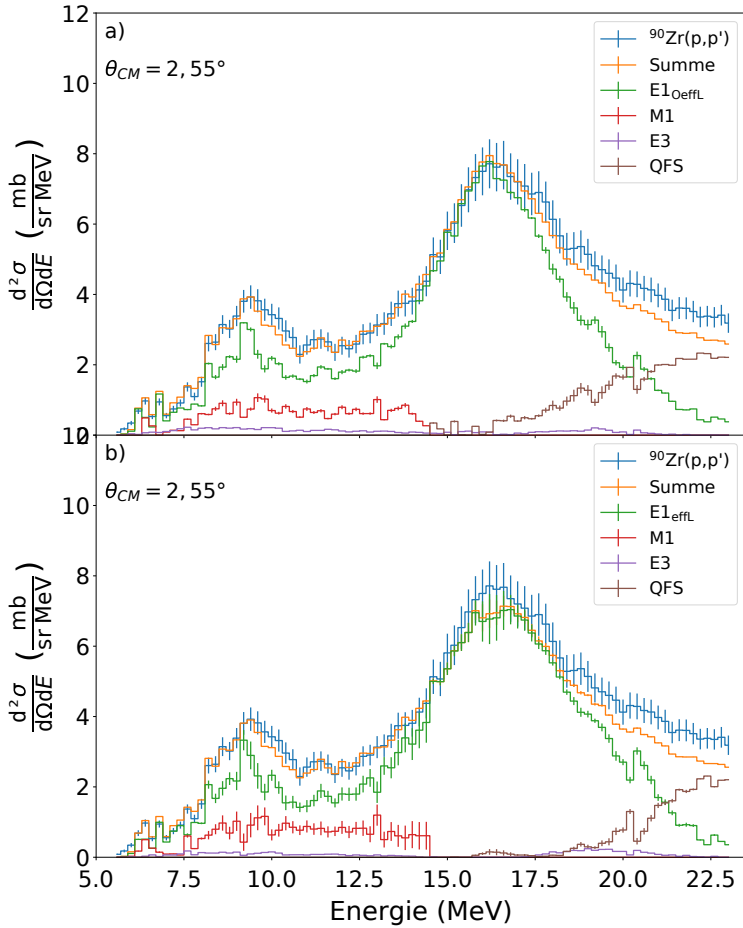


Abbildung A.21: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,55^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{OeffL}}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ für die Multipolentfaltung verwendet.

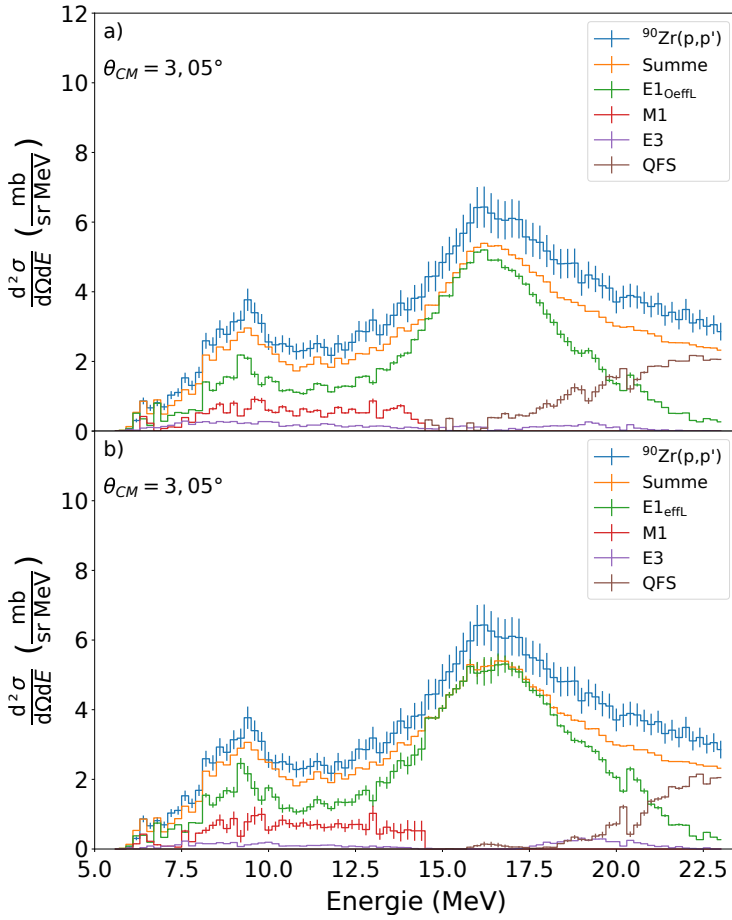


Abbildung A.22: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=3,05^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{OeffL}}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ für die Multipolentfaltung verwendet.

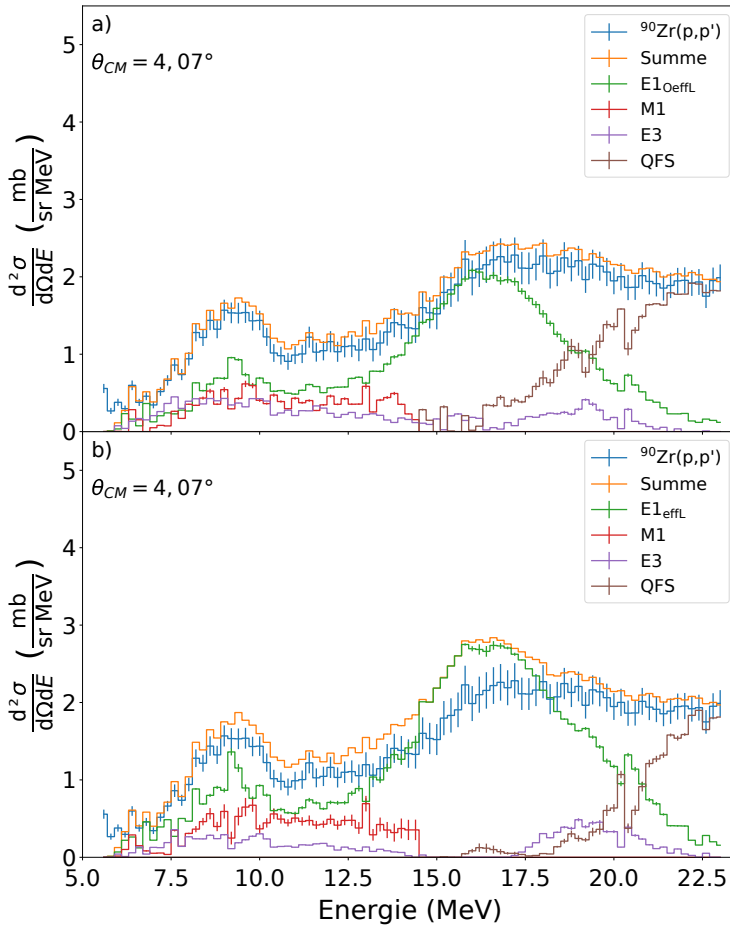


Abbildung A.23: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,07^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{OeffL}}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ für die Multipolentfaltung verwendet.

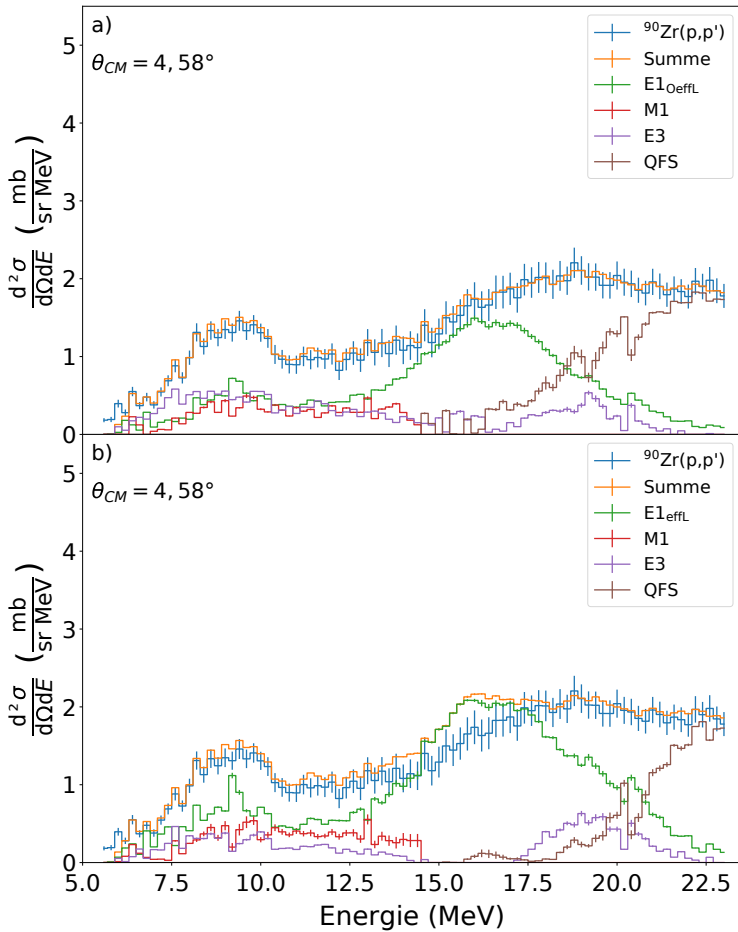


Abbildung A.24: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,58^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet.

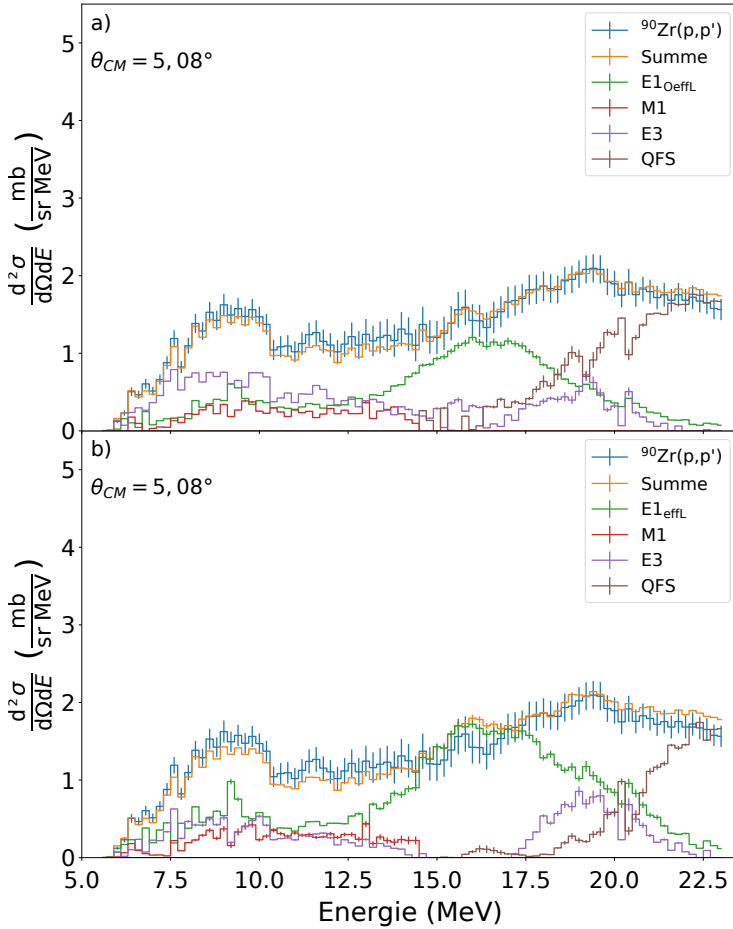


Abbildung A.25: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=5,08^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet.

A.5 Glättung des QFS-Untergrunds bei $\theta_{CM}=2,01^\circ$

Ergänzend zu Kapitel 6.2 ist in Abbildung A.26 das interpolierte Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,01^\circ$ dargestellt. Der QFS-Untergrund fluktuiert um seinen mittleren Verlauf und spiegelt sich auch im E1-Multipolanteil wider. Diese Fluktuationen folgen keiner physikalischen Ursache, weshalb eine Glättung des QFS-Untergrunds und M1-Multipolanteils durchgeführt wurde. Der Verlauf des QFS-Untergrund lässt sich durch eine Fermifunktion beschreiben [141], wie in Abbildung A.27 dargestellt. Die Abweichungen des QFS-Untergrunds zur Fermianpassung wurden auf den E1-Multipolanteil übertragen. Das Ergebnis ist in Abbildung A.28 dargestellt.

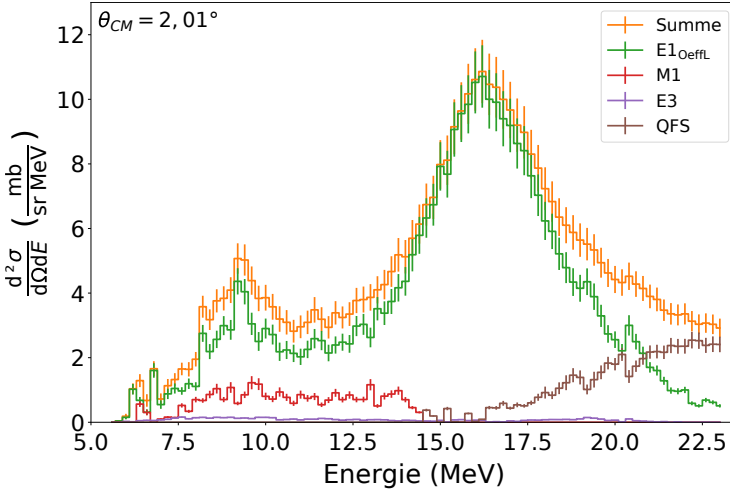


Abbildung A.26: Interpoliertes Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,01^\circ$.

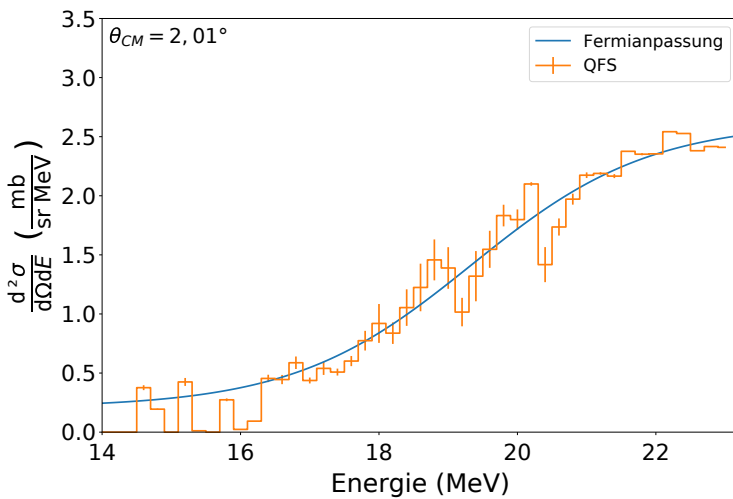


Abbildung A.27: QFS-Untergrund aus dem interpolierten Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,01^\circ$ mit Fermianpassung.

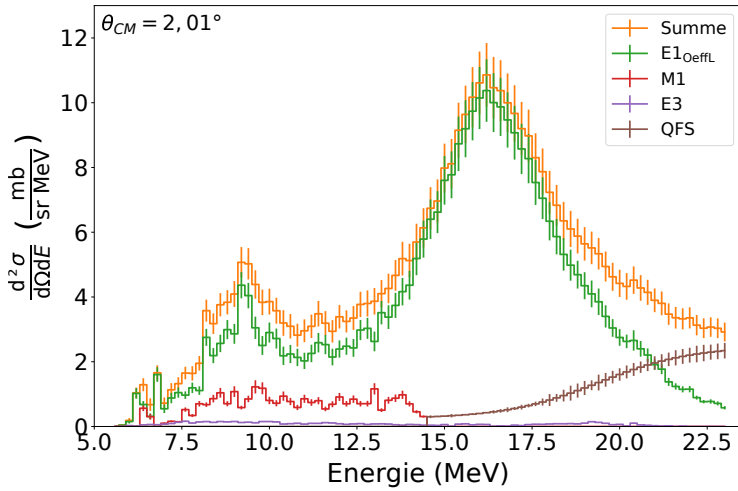


Abbildung A.28: Interpoliertes Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,01^\circ$ mit geglättetem QFS-Untergrund und angepasstem E1-Multipolanteil.

A.6 Multipolentfaltung mit einem im Energiespektrum uneingeschränkten M1-Anteil

In diesem Abschnitt werden ergänzend zu den Ergebnissen in Kapitel 5.2, die Ergebnisse der Multipolentfaltung mit einem im Energiespektrum uneingeschränkten M1-Multipolanteil gezeigt. Die Abbildungen A.30 bis A.37 zeigen die Ergebnisse der Multipolentfaltung mit und ohne effektive Ladung. Wie zu erkennen ist, tritt der M1-Anteil im gesamten Spektrum auf und der Anteil des QFS-Untergrunds wird komplett unterdrückt. In Abbildungen A.38 sind die Ergebnisse der Multipolentfaltung zu den mit und ohne effektive Ladung der drei Energiebins bei 9 MeV, 16 MeV und 21 MeV und Abbildungen A.39 die Ergebnisse der Prüfsumme S^2 dargestellt. Alle Ergebnisse stimmen mit den in Kapitel 5.2 ermittelten Ergebnissen und resultierenden Schlussfolgerungen überein.

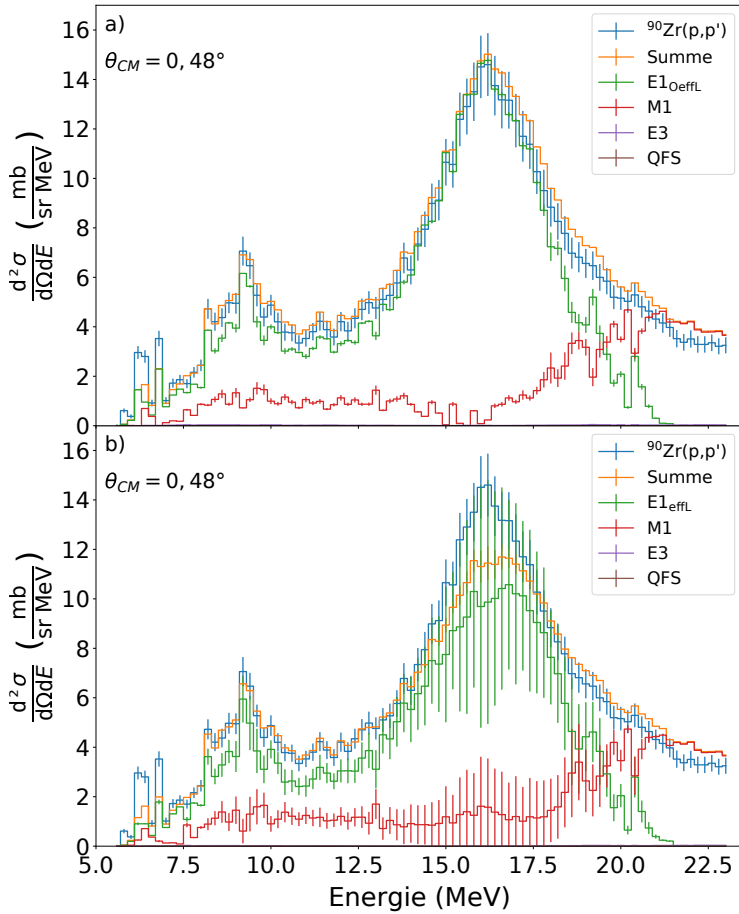


Abbildung A.29: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=0,48^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{OeffL}}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

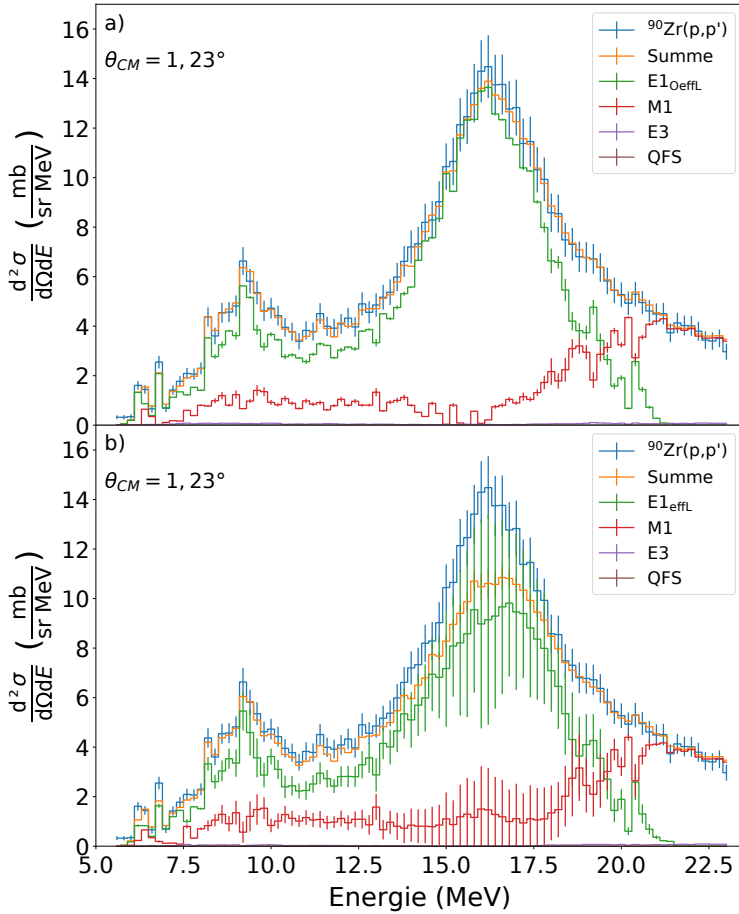


Abbildung A.30: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,23^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

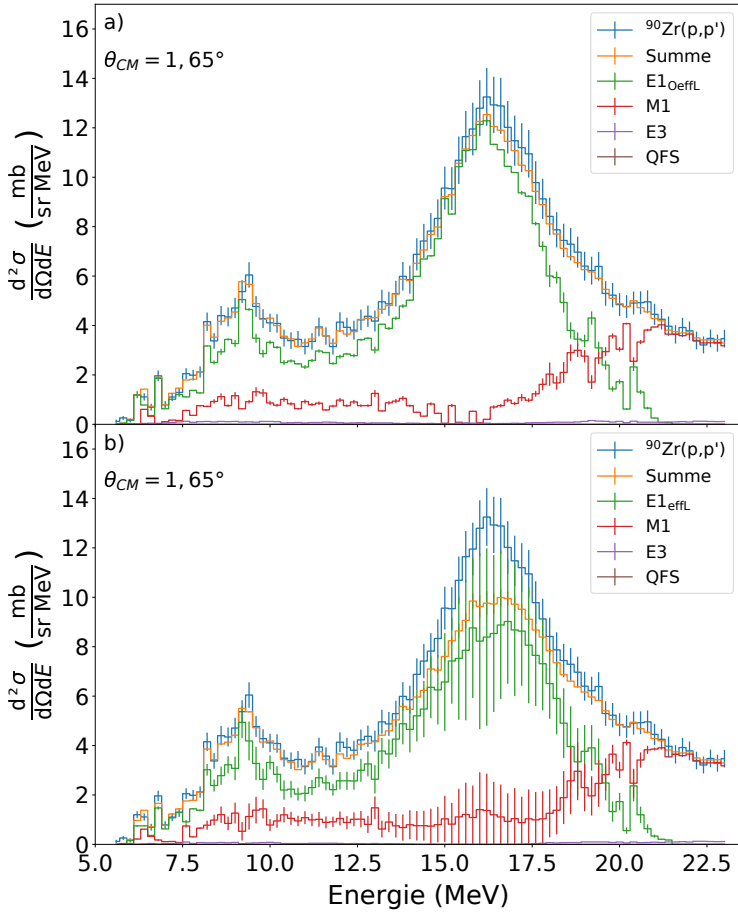


Abbildung A.31: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=1,65^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

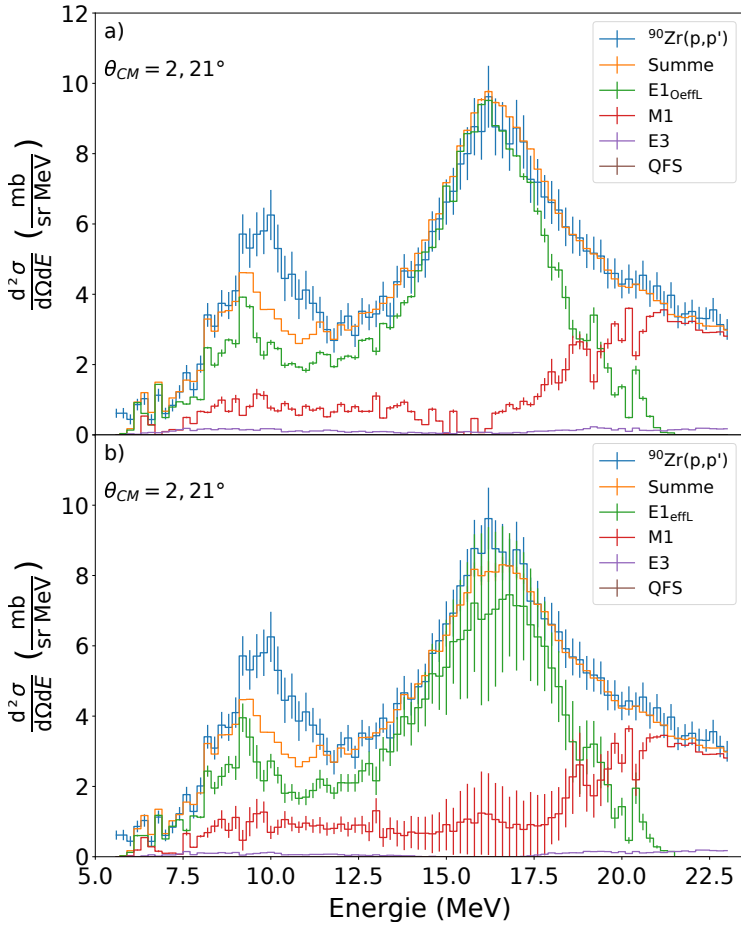


Abbildung A.32: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,21^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{oeffL}}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

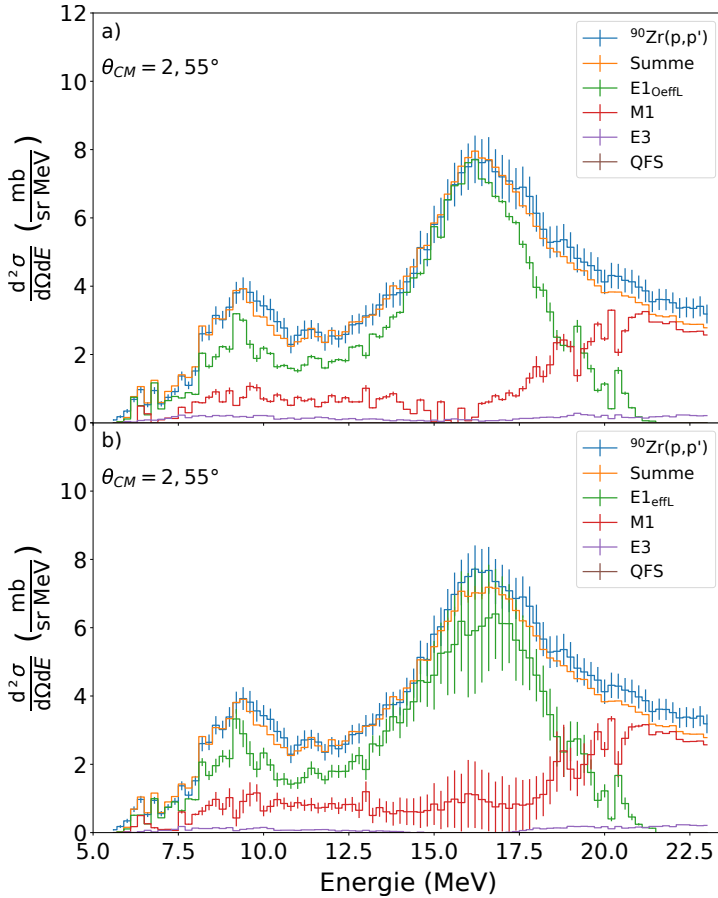


Abbildung A.33: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=2,55^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

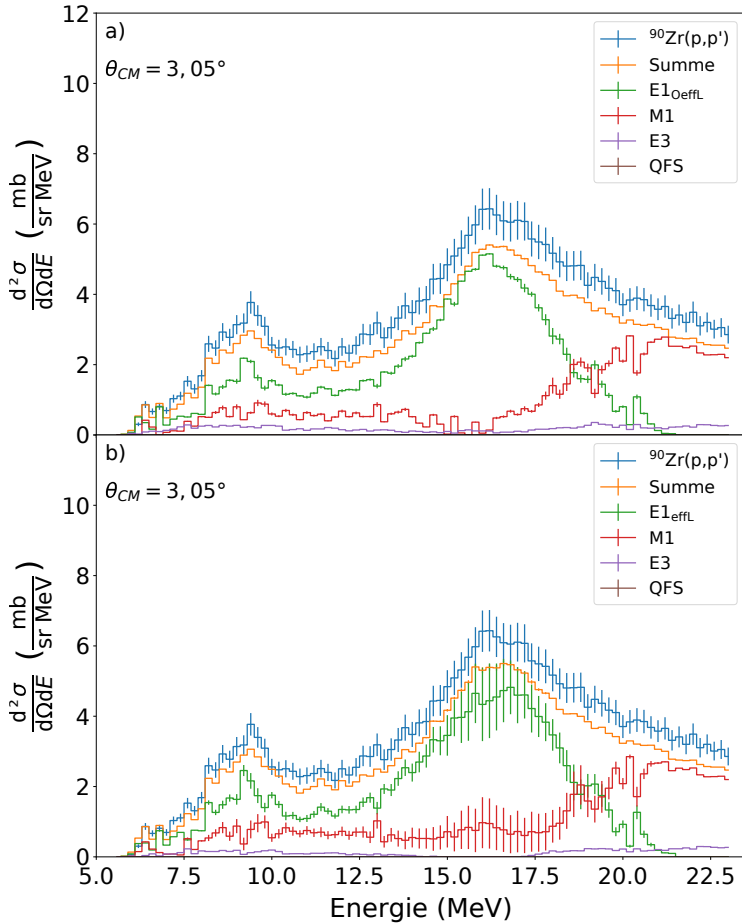


Abbildung A.34: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=3,05^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

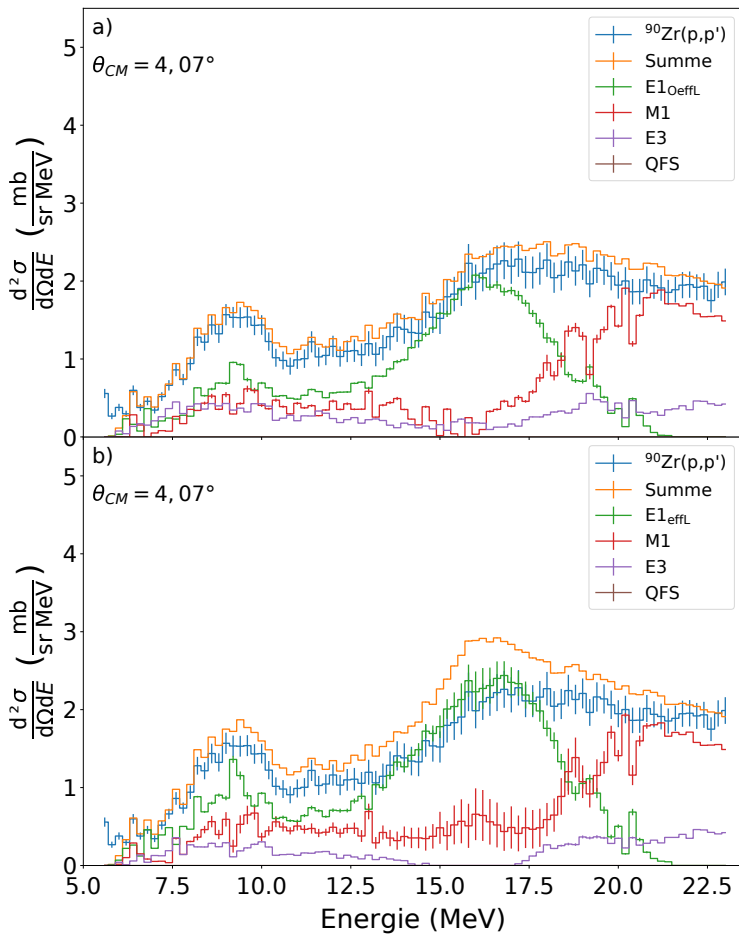


Abbildung A.35: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,07^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

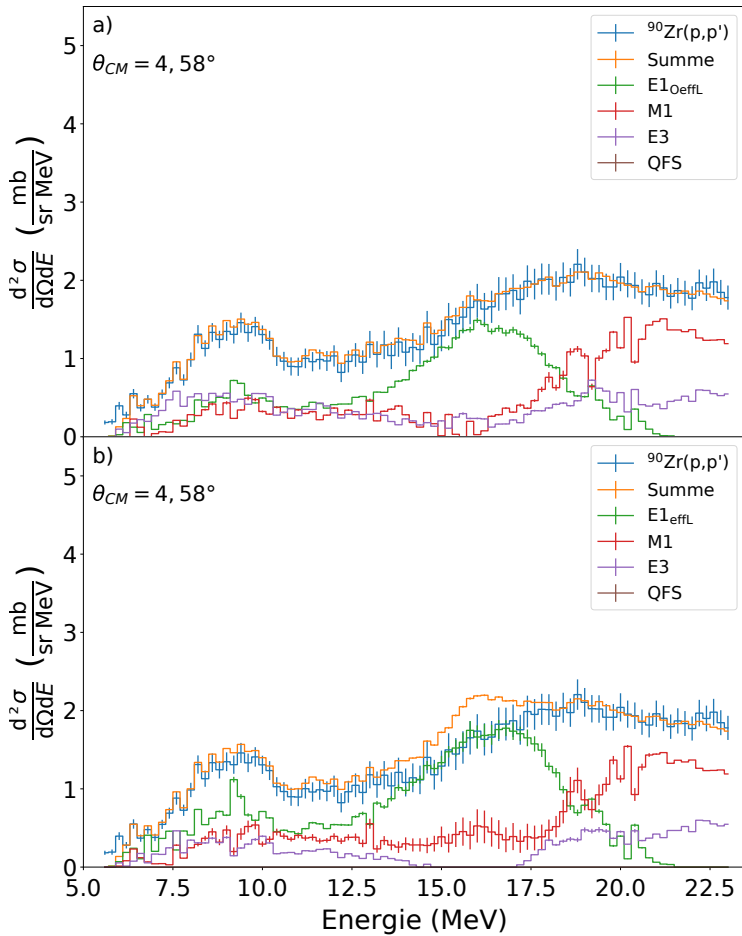


Abbildung A.36: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=4,58^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{OeffL}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{effL}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

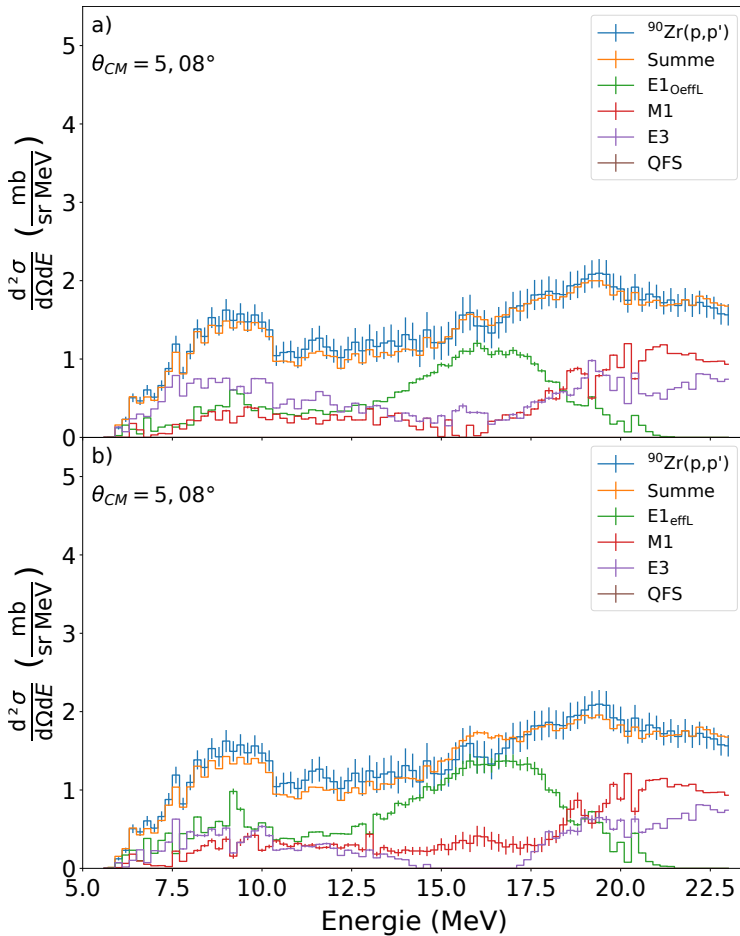


Abbildung A.37: Ergebnis der Multipolentfaltung im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Streuwinkel $\theta_{CM}=5,08^\circ$ dargestellt. In Bild a) wurden die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{OeffL}}$ und in Bild b) die Modellwinkelverteilungen von $E1_{\text{effL}}$ für die Multipolentfaltung verwendet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

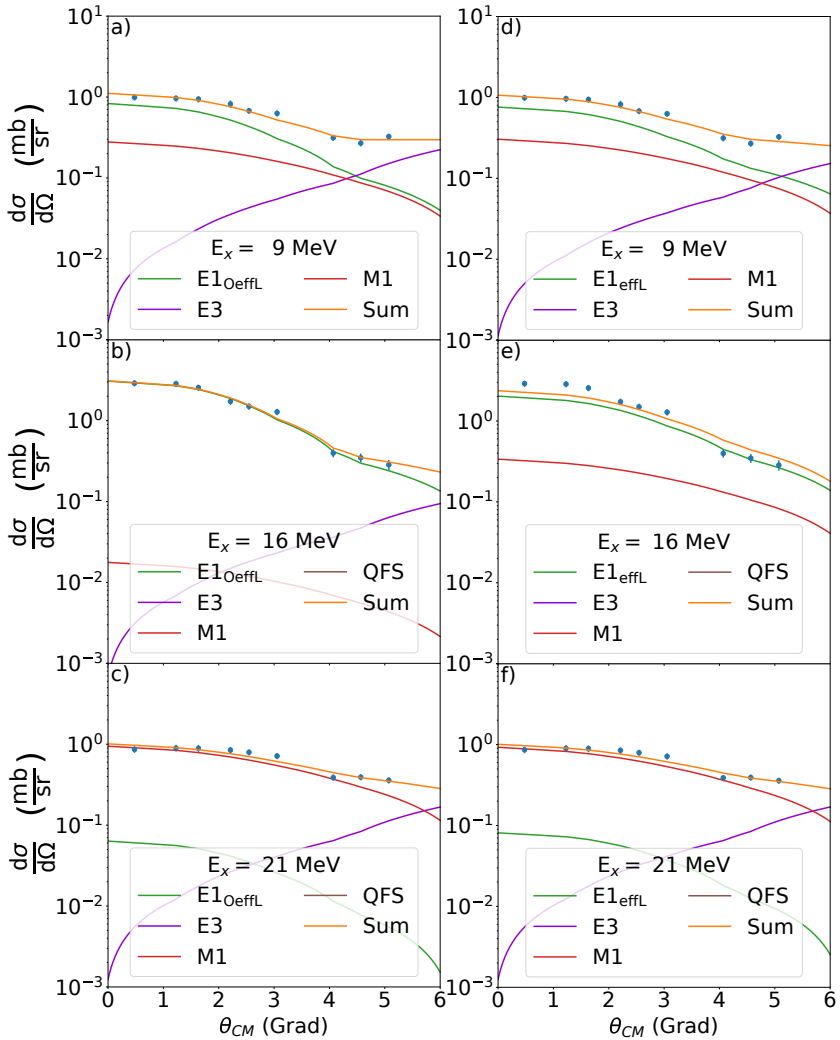


Abbildung A.38: Winkelverteilungen der experimentellen Daten mit Multipolentfaltung für die Energien 9 MeV, 16 MeV und 21 MeV. Links mit E1-Anteil ohne und rechts mit effektiver Ladung. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

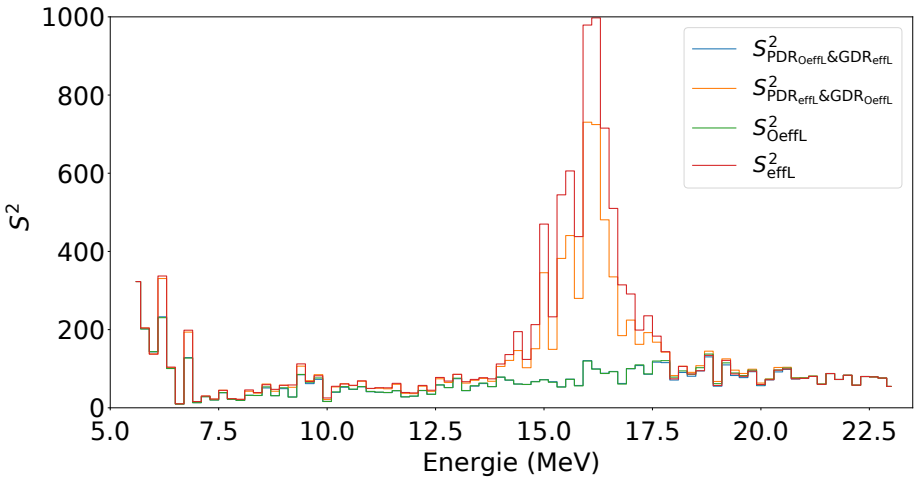


Abbildung A.39: Prüfsumme der Multipolentfaltungen für die unterschiedlichen E1-Anteile aller Kombinationen der Winkelverteilungen der Zustände aus dem PDR- und GDR-Bereich mit und ohne effektive Ladung berechnet. Der M1-Anteil wurde für die Multipolentfaltung im gesamten Energiebereich zugelassen.

Literatur

- [1] P. Lipas. “Two-phonon quadrupole-octupole vibrations in spherical nuclei”. In: *Nucl. Phys.* 82.1 (1966), S. 91 –112.
- [2] D. Savran, T. Aumann und A. Zilges. “Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance”. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 70 (2013), S. 210 –245.
- [3] P. Papakonstantinou et al. “Low-energy electric dipole response of Sn isotopes”. In: *Phys. Rev. C* 89 (3 2014), S. 034306.
- [4] V. O. Nesterenko et al. “Toroidal resonance: Relation to pygmy mode, vortical properties, and anomalous deformation splitting”. In: *Phys. Atom. Nucl.* 79.6 (2016), S. 842–850.
- [5] D. M. Rossi et al. “Measurement of the Dipole Polarizability of the Unstable Neutron-Rich Nucleus ^{68}Ni ”. In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (24 2013), S. 242503.
- [6] O. Wieland et al. “Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon”. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (9 2009), S. 092502.
- [7] A. Klimkiewicz et al. “Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances”. In: *Phys. Rev. C* 76 (5 2007), S. 051603.
- [8] P. Adrich et al. “Evidence for Pygmy and Giant Dipole Resonances in ^{130}Sn and ^{132}Sn ”. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (13 2005), S. 132501.
- [9] B. L. Berman und S. C. Fultz. “Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons”. In: *Rev. Mod. Phys.* 47 (3 1975), S. 713–761.
- [10] U. Kneissl, N. Pietralla und A. Zilges. “Low-lying dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 32.8 (2006), R217–R252.

-
- [11] R. Schwengner et al. "Pygmy dipole strength in ^{90}Zr ". In: *Phys. Rev. C* 78 (6 2008), S. 064314.
- [12] D. Savran et al. "Fragmentation and systematics of the pygmy dipole resonance in the stable $N = 82$ isotones". In: *Phys. Rev. C* 84 (2 2011), S. 024326.
- [13] F. Schlüter et al. "THE PYGMY DIPOLE RESONANCE IN ^{124}Sn ." In: *Acta Physica Polonica B* 43.2 (2012), S. 333–338.
- [14] M. Scheck et al. "Decay pattern of the pygmy dipole resonance in ^{60}Ni ". In: *Phys. Rev. C* 87 (5 2013), S. 051304.
- [15] B. Löher et al. "The decay pattern of the Pygmy Dipole Resonance of ^{140}Ce ". In: *Physics Letters B* 756 (2016), S. 72–76.
- [16] N. Pietralla et al. "Parity Measurements of Nuclear Levels Using a Free-Electron-Laser Generated γ -Ray Beam". In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (1 2001), S. 012502.
- [17] A. Lepretre et al. "The giant dipole states in the $A = 90$ mass region". In: *Nuclear Physics A* 175.3 (1971), S. 609–628.
- [18] B. L. Berman et al. "Photoneutron Cross Sections for Zr^{90} , Zr^{91} , Zr^{92} , Zr^{94} , and Y^{89} ". In: *Phys. Rev.* 162 (4 1967), S. 1098–1111.
- [19] J. H. Birkhan. *Elektrische Dipol-Polarisierbarkeit und Spin-M1-Stärke aus $^{48}\text{Ca}(p,p')$ -Daten unter 0°* . Doctoral thesis D17, TU Darmstadt (2015).
- [20] S. Bassauer. *Systematics of the Electric Dipole Response in Stable Tin Isotopes*. Doctoral thesis D17, TU Darmstadt (2019).
- [21] I. Poltoratska. *Complete dipole response in ^{208}Pb from high-resolution polarized proton scattering at 0°* . Doctoral thesis D17, TU Darmstadt (2011).
- [22] A. Bracco, E. Lanza und A. Tamii. "Isoscalar and isovector dipole excitations: Nuclear properties from low-lying states and from the isovector giant dipole resonance". In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 106 (2019), S. 360–433.

-
- [23] J. Piekarewicz. "Pygmy dipole resonance as a constraint on the neutron skin of heavy nuclei". In: *Phys. Rev. C* 73 (4 2006), S. 044325.
- [24] N. Tsoneva und H. Lenske. "Pygmy dipole resonances in the tin region". In: *Phys. Rev. C* 77 (2 2008), S. 024321.
- [25] J. Piekarewicz. "Pygmy resonances and neutron skins". In: *Phys. Rev. C* 83 (3 2011), S. 034319.
- [26] T. Inakura, T. Nakatsukasa und K. Yabana. "Emergence of pygmy dipole resonances: Magic numbers and neutron skins". In: *Phys. Rev. C* 84 (2 2011), S. 021302.
- [27] A. Carbone et al. "Constraints on the symmetry energy and neutron skins from pygmy resonances in ^{68}Ni and ^{132}Sn ". In: *Phys. Rev. C* 81 (4 2010), S. 041301.
- [28] F. J. Fattoyev und J. Piekarewicz. "Neutron skins and neutron stars". In: *Phys. Rev. C* 86 (1 2012), S. 015802.
- [29] M. B. Tsang et al. "Constraints on the symmetry energy and neutron skins from experiments and theory". In: *Phys. Rev. C* 86 (1 2012), S. 015803.
- [30] P.-G. Reinhard und W. Nazarewicz. "Information content of a new observable: The case of the nuclear neutron skin". In: *Phys. Rev. C* 81 (5 2010), S. 051303.
- [31] P.-G. Reinhard und W. Nazarewicz. "Information content of the low-energy electric dipole strength: Correlation analysis". In: *Phys. Rev. C* 87 (1 2013), S. 014324.
- [32] P.-G. Reinhard et al. "Nuclear vorticity in isoscalar $E1$ modes: Skyrme-random-phase approximation analysis". In: *Phys. Rev. C* 89 (2 2014), S. 024321.
- [33] S. Goriely, E. Khan und M. Samyn. "Microscopic HFB + QRPA predictions of dipole strength for astrophysics applications". In: *Nucl. Phys. A* 739.3 (2004), S. 331–352.

-
- [34] E. Litvinova et al. “Low-lying dipole response in the relativistic quasiparticle time blocking approximation and its influence on neutron capture cross sections”. In: *Nucl. Phys. A* 823.1 (2009), S. 26–37.
- [35] I. Daoutidis und S. Goriely. “Large-scale continuum random-phase approximation predictions of dipole strength for astrophysical applications”. In: *Phys. Rev. C* 86 (3 2012), S. 034328.
- [36] J. Piekarewicz et al. “Electric dipole polarizability and the neutron skin”. In: *Phys. Rev. C* 85 (4 2012), S. 041302.
- [37] F. J. Fattoyev, J. Piekarewicz und C. J. Horowitz. “Neutron Skins and Neutron Stars in the Multimessenger Era”. In: *Phys. Rev. Lett.* 120 (17 2018), S. 172702.
- [38] M. Oertel et al. “Equations of state for supernovae and compact stars”. In: *Rev. Mod. Phys.* 89 (1 2017), S. 015007.
- [39] B. P. Abbott et al. “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”. In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (16 2017), S. 161101.
- [40] E. R. Most et al. “New Constraints on Radii and Tidal Deformabilities of Neutron Stars from GW170817”. In: *Phys. Rev. Lett.* 120 (26 2018), S. 261103.
- [41] X. Roca-Maza und N. Paar. “Nuclear equation of state from ground and collective excited state properties of nuclei”. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 101 (2018), S. 96–176.
- [42] T. Nikšić et al. “Relativistic Hartree-Bogoliubov model with density-dependent meson-nucleon couplings”. In: *Phys. Rev. C* 66 (2 2002), S. 024306.
- [43] X Roca-Maza, N Paar und G Colò. “Covariance analysis for energy density functionals and instabilities”. In: *J. Phys. G* 42.3 (2015), S. 034033.

-
- [44] X. Roca-Maza et al. "Neutron skin thickness from the measured electric dipole polarizability in ^{68}Ni , ^{120}Sn , and ^{208}Pb ". In: *Phys. Rev. C* 92 (6 2015), S. 064304.
- [45] K. Heyde, P. von Neumann-Cosel und A. Richter. "Magnetic dipole excitations in nuclei: Elementary modes of nucleonic motion". In: *Rev. Mod. Phys.* 82 (3 2010), S. 2365–2419.
- [46] K. Langanke et al. "Supernova Inelastic Neutrino-Nucleus Cross Sections from High-Resolution Electron Scattering Experiments and Shell-Model Calculations". In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (20 2004), S. 202501.
- [47] K. Langanke et al. "Effects of Inelastic Neutrino-Nucleus Scattering on Supernova Dynamics and Radiated Neutrino Spectra". In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (1 2008), S. 011101.
- [48] H. P. Loens et al. "M1 strength functions from large-scale shell-model calculations and their effect on astrophysical neutron capture cross-sections". In: *Eur. Phys. J. A* 48.3 (2012), S. 34.
- [49] T. Otsuka et al. "Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force". In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (23 2005), S. 232502.
- [50] T. Otsuka et al. "Novel Features of Nuclear Forces and Shell Evolution in Exotic Nuclei". In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (1 2010), S. 012501.
- [51] F. Osterfeld. "Nuclear spin and isospin excitations". In: *Rev. Mod. Phys.* 64 (2 1992), S. 491–557.
- [52] J. D. Vergados, H. Ejiri und F. Simkovic. In: *Rep. Prog. Phys.* 75 (2012), S. 106301.
- [53] A. P. Tonchev et al. "Spectral Structure of the Pygmy Dipole Resonance". In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (7 2010), S. 072501.
- [54] R. M. Laszewski et al. "Giant M1 resonance in ^{140}Ce ". In: *Phys. Rev. C* 34 (5 1986), S. 2013–2015.
- [55] R. M. Laszewski, R. Alarcon und S. D. Hoblit. "Giant M1 resonance in ^{90}Zr ". In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (4 1987), S. 431–434.
-

-
- [56] R. M. Laszewski et al. "Distribution of $M1$ Transitions in ^{208}Pb ". In: *Phys. Rev. Lett.* 61 (15 1988), S. 1710–1712.
- [57] R. Alarcon, R. M. Laszewski und D. S. Dale. "Giant $M1$ resonance in ^{120}Sn and the quenching of the nucleon spin g factors". In: *Phys. Rev. C* 40 (3 1989), R1097–R1099.
- [58] G. Rusev et al. "Fine Structure of the Giant $M1$ Resonance in ^{90}Zr ". In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (2 2013), S. 022503.
- [59] G. A. Bartholomew et al. "Gamma-Ray Strength Functions". In: *Advances in Nuclear Physics: Volume 7*. Hrsg. von M. Baranger und E. Vogt. Boston, MA: Springer US, 1973, S. 229–324.
- [60] M. Arnould, S. Goriely und K. Takahashi. "The r -process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries". In: *Physics Reports* 450.4 (2007), S. 97 – 213.
- [61] M. Chadwick et al. "ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data". In: *Nucl. Data Sheets* 112.12 (2011). Special Issue on ENDF/B-VII.1 Library, S. 2887 –2996.
- [62] M. Salvatores und G. Palmiotti. "Radioactive waste partitioning and transmutation within advanced fuel cycles: Achievements and challenges". In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 66.1 (2011), S. 144 – 166.
- [63] R. Capote et al. "{RIPL} – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations". In: *Nucl. Data Sheets* 110.12 (2009). Special Issue on Nuclear Reaction Data, S. 3107 –3214.
- [64] D. Brink. Diss. Oxford University, 1955.
- [65] P. Axel. "Electric Dipole Ground-State Transition Width Strength Function and 7-Mev Photon Interactions". In: *Phys. Rev.* 126 (2 1962), S. 671–683.

-
- [66] J. Ritman et al. "First observation of the Coulomb-excited double giant dipole resonance in ^{208}Pb via double- γ decay". In: *Phys. Rev. Lett.* 70 (5 1993), S. 533–536.
- [67] A. Bracco et al. "Increase in Width of the Giant Dipole Resonance in Hot Nuclei: Shape Change or Collisional Damping?". In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (19 1995), S. 3748–3751.
- [68] A. C. Larsen et al. "Nuclear level densities and γ -ray strength functions in $^{44,45}\text{Sc}$ ". In: *Phys. Rev. C* 76 (4 2007), S. 044303.
- [69] C. T. Angell et al. "Evidence for radiative coupling of the pygmy dipole resonance to excited states". In: *Phys. Rev. C* 86 (5 2012), S. 051302.
- [70] E. Litvinova und N. Belov. "Low-energy limit of the radiative dipole strength in nuclei". In: *Phys. Rev. C* 88 (3 2013), S. 031302.
- [71] R. Schwengner, S. Frauendorf und A. C. Larsen. "Low-Energy Enhancement of Magnetic Dipole Radiation". In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (23 2013), S. 232504.
- [72] B. A. Brown und A. C. Larsen. "Large Low-Energy $M1$ Strength for $^{56,57}\text{Fe}$ within the Nuclear Shell Model". In: *Phys. Rev. Lett.* 113 (25 2014), S. 252502.
- [73] J. Isaak et al. "The concept of nuclear photon strength functions: A model-independent approach via $(\gamma \rightarrow \gamma'\gamma'')$ reactions". In: *Physics Letters B* 788 (2019), S. 225 –230.
- [74] C. Iwamoto et al. "Separation of Pygmy Dipole and $M1$ Resonances in ^{90}Zr by a High-Resolution Inelastic Proton Scattering Near 0° ". In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (26 2012), S. 262501.
- [75] A. M. Krumbholz. *Low-energy electric dipole response of ^{120}Sn from polarized proton scattering*. Doctoral thesis D17, TU Darmstadt (2014).
- [76] D. Martin et al. "Test of the Brink-Axel Hypothesis for the Pygmy Dipole Resonance". In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (18 2017), S. 182503.

-
- [77] G. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. International series of monographs on physics. Clarendon Press, 1983.
- [78] K. Amos et al. In: *Adv. Nucl. Phys.* 25 (2000), S. 275.
- [79] A. Winther und K. Alder. "Relativistic coulomb excitation". In: *Nucl. Phys. A* 319.3 (1979), S. 518–532.
- [80] W. G. Love und M. A. Franey. "Effective nucleon-nucleon interaction for scattering at intermediate energies". In: *Phys. Rev. C* 24 (3 1981), S. 1073–1094.
- [81] M. N. Harakeh und A. van der Woude. *Giant Resonances*. Oxford University Press Inc., New York, 2001.
- [82] E. Rutherford. "LXXIX. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom". In: *Philos. Mag.* 21.125 (1911), S. 669–688.
- [83] C. A. Bertulani und G. Baur. "Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions". In: *Phys. Rep.* 163.5 (1988), S. 299–408.
- [84] E. Fermi. "Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen". In: *Z. Phys.* 29.1 (1924), S. 315–327.
- [85] C. F. v. Weizsäcker. "Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen". In: *Z. Phys.* 88.9 (1934), S. 612–625.
- [86] E. J. Williams. "Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae". In: *Phys. Rev.* 45 (10 1934), S. 729–730.
- [87] E. J. Williams. "Correlation of certain collision problems with radiation theory". In: *Kong. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med.* 13N4.4 (1935), S. 1–50.
- [88] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, 1975.

-
- [89] S. Bassauer. "Aufbau und Test der Elektronik für ein Elektronenstreukoinzidenzexperiment und Vergleich der Photoabsorptionsquerschnitte in relativistischer Protonenstreuung mit elektromagnetischen Proben". Magisterarb. TU Darmstadt, 2014.
- [90] C. Bertulani und A. Nathan. "Excitation and photon decay of giant resonances from high-energy collisions of heavy ions". In: *Nucl. Phys. A* 554.1 (1993), S. 158–172.
- [91] N. Ryezayeva et al. "Nature of Low-Energy Dipole Strength in Nuclei: The Case of a Resonance at Particle Threshold in ^{208}Pb ". In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (27 2002), S. 272502.
- [92] B. Reitz et al. "Direct evidence for an orbital magnetic quadrupole twist mode in nuclei". In: *Phys. Lett. B* 532.3 (2002), S. 179–184.
- [93] I. Poltoratska et al. "Pygmy dipole resonance in ^{208}Pb ". In: *Phys. Rev. C* 85 (4 2012), S. 041304.
- [94] A. Krumbholz et al. "Low-energy electric dipole response in ^{120}Sn ". In: *Phys. Lett. B* 744 (2015), S. 7–12.
- [95] C. Bertulani und V. Ponomarev. "Microscopic studies on two-phonon giant resonances". In: *Phys. Rep.* 321.4 (1999), S. 139–251.
- [96] V. G. Soloviev. *Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons*. IOP Publishing, Bristol, 1992.
- [97] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer. "Theory of Superconductivity". In: *Phys. Rev.* 108 (5 1957), S. 1175–1204.
- [98] C. Iwamoto. *Pygmy Dipole Resonance and M1 Resonance in ^{90}Zr* . Doctoral thesis, Konan University (2012).
- [99] M. Tanaka. *Annual Report*. Techn. Ber. RCNP, 1991.
- [100] R. Geller. *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. IOP Publishing, 1996.

-
- [101] A. Tamii. *Spin-flip excitations studied by high-resolution (p,p') scattering experiment at forward angles*. Seminar, TU Darmstadt (2005).
- [102] M Fujiwara et al. "Magnetic spectrometer Grand Raiden". In: *Nucl. Instrum. Methods* 422.1 (1999), S. 484 –488.
- [103] N. Matsuoka et al. *Annual Report*. Techn. Ber. RCNP, 1991.
- [104] A. Tamii et al. "Measurement of high energy resolution inelastic proton scattering at and close to zero degrees". In: *Nucl. Instrum. Methods* 605.3 (2009), S. 326 –338.
- [105] H. Matsubara. *Isoscalar and isovector spin-M1 transitions from the even-even, $N = Z$ nuclei across the sd -shell region*. Doctoral thesis, Osaka University (2010). 2010.
- [106] N. Fujita et al. *Annual Report*. Techn. Ber. RCNP, 2008.
- [107] T. Wakasa et al. "Multipole decomposition analysis of the ^{27}Al , ^{90}Zr , $^{208}\text{Pb}(p,n)$ reactions at 295 MeV". In: *Nucl. Phys. A* 599.1 (1996). Proceedings of the Groningen Conference on Giant Resonances, S. 217 –222.
- [108] T. Wakasa et al. "Gamow-Teller strength of ^{90}Nb in the continuum studied via multipole decomposition analysis of the $^{90}\text{Zr}(p,n)$ reaction at 295 MeV". In: *Phys. Rev. C* 55 (6 1997), S. 2909–2922.
- [109] B. Bonin et al. "Response functions of ^{58}Ni , ^{116}Sn AND ^{208}Pb to the excitation of intermediate-energy α -particles". In: *Nucl. Phys. A* 430.2 (1984), S. 349 –396.
- [110] T. Li et al. "Isoscalar giant resonances in the Sn nuclei and implications for the asymmetry term in the nuclear-matter incompressibility". In: *Phys. Rev. C* 81 (3 2010), S. 034309.
- [111] M. Itoh et al. "Isoscalar giant resonance strengths in ^{32}S and possible excitation of superdeformed and $^{28}\text{Si} + \alpha$ cluster band-heads". In: *Phys. Rev. C* 88 (6 2013), S. 064313.
- [112] J. Raynal. *DWBA07*. NEA Computer Program Services, NEA-1209/08.

-
- [113] B. R. M. Aage Bohr. *Nuclear Structure: Single-particle motion (Volume 1)*. W. A. Benjamin, Inc., 1969.
- [114] D. H. Youngblood et al. "Compression mode resonances in ^{90}Zr ". In: *Phys. Rev. C* 69 (5 2004), S. 054312.
- [115] D. Martin. "Gamma Strength Function of ^{96}Mo : A Test of the Axel-Brink-Hypothesis". Master thesis. TU Darmstadt, 2013.
- [116] J. Wolberg. *Prediction Analysis*. D. van Nostrand Company, Inc. Princeton New Jersey, 1967.
- [117] Berg, U. E.P. "MODEL - INDEPENDENT DETERMINATION OF M1 STATES BY NUCLEAR RESONANCE FLUORESCENCE". In: *J. Phys. Colloques* 45.C4 (1984), S. C4-359-C4-373.
- [118] Y. Fujita et al. "Fragmentation of the low-energy octupole resonance in ^{48}Ca , ^{90}Zr , and ^{208}Pb ". In: *Phys. Rev. C* 32 (2 1985), S. 425-430.
- [119] J. Birkhan et al. "Electromagnetic M1 transition strengths from inelastic proton scattering: The cases of ^{48}Ca and ^{208}Pb ". In: *Phys. Rev. C* 93 (4 2016), S. 041302.
- [120] M. Sasano et al. "Gamow-Teller unit cross sections of the (p, n) reaction at 198 and 297 MeV on medium-heavy nuclei". In: *Phys. Rev. C* 79 (2 2009), S. 024602.
- [121] *The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty*. <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>, accessed: 23.08.2019.
- [122] Y. Fujita, B. Rubio und W. Gelletly. "Spin-isospin excitations probed by strong, weak and electro-magnetic interactions". In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 66.3 (2011), S. 549-606.
- [123] G. Rusev. Persönliche Kommunikation. 2020.
- [124] G. M. Crawley et al. "M1 strength in zirconium isotopes by proton inelastic scattering". In: *Phys. Rev. C* 26 (1 1982), S. 87-96.
- [125] V. Y. Ponomarev. Persönliche Kommunikation. 2019.

-
- [126] V. Y. Ponomarev et al. *Magnetic quadrupole resonance in spherical nuclei. [Quasiparticle–phonon model]*. 1979.
- [127] D. Brajnik et al. “Photonuclear reactions in ^{90}Zr ”. In: *Phys. Rev. C* 13 (5 1976), S. 1852–1863.
- [128] S. Typel und G. Baur. “Electromagnetic strength of neutron and proton single-particle halo nuclei”. In: *Nuclear Physics A* 759.3 (2005), S. 247–308.
- [129] V. V Varlamov. “Reliability of Photonuclear Data: Various Experiments and Evaluations”. In: *Physics of Particles and Nuclei* 50 (5 2019), S. 637–643.
- [130] M. Goldhaber und E. Teller. “On Nuclear Dipole Vibrations”. In: *Phys. Rev.* 74 (9 1948), S. 1046–1049.
- [131] H. Steinwedel, J. H. D. Jensen und P. Jensen. “Nuclear Dipole Vibrations”. In: *Phys. Rev.* 79 (6 1950), S. 1019–1019.
- [132] O. Bohigas, N. V. Giai und D. Vautherin. “Selfconsistent description of the static nuclear dipole polarizability”. In: *Phys. Lett. B* 102.2 (1981), S. 105–108.
- [133] A. Tamii et al. “Complete Electric Dipole Response and the Neutron Skin in ^{208}Pb ”. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (6 2011), S. 062502.
- [134] P. von Neumann-Cosel und A. Tamii. “Electric and magnetic dipole modes in high-resolution inelastic proton scattering at 0° ”. In: *Eur. Phys. J. A* 55.7 (2019), S. 110.
- [135] M. Bender, P.-H. Heenen und P.-G. Reinhard. “Self-consistent mean-field models for nuclear structure”. In: *Rev. Mod. Phys.* 75 (1 2003), S. 121–180.
- [136] J. Kopecky, M. Uhl und R. E. Chrien. “Radiative strength in the compound nucleus ^{157}Gd ”. In: *Phys. Rev. C* 47 (1 1993), S. 312–322.
- [137] D. Pines und D. Nozier. *The Theory of Quantum Liquids*. Benjamin, New York, 1966.

-
- [138] V. A. Plujko. “An investigation of interplay between dissipation mechanisms in heated Fermi systems by means of radiative strength functions”. In: *Nucl. Phys. A* 649.1 (1999), S. 209 –213.
 - [139] S. Bassauer, P. von Neumann-Cosel und A. Tamii. “ γ strength function and level density of ^{208}Pb from forward-angle proton scattering at 295 MeV”. In: *Phys. Rev. C* 94 (5 2016), S. 054313.
 - [140] s. A. M. Accepted proposal PR353 at iThemba LABS.
 - [141] P. von Neumann-Cosel. Persönliche Kommunikation. 2020.



Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Dr. hc. mult. Norbert Pietralla bedanken, der mir die Möglichkeit gab in seiner Arbeitsgruppe den Grad des Doktors der Naturwissenschaften zu erlangen und mich bis zum Schluss auf diesem Weg unterstützt und begleitet hat.

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Peter von Neumann-Cosel bedanken, der mich besonders zum Ende hin tatkräftig mit unterstützt hat. Außerdem möchte ich mich bei Prof. Dr. Joachim Enders, der die Aufgabe des Zweitgutachters übernommen hat, und bei den weiteren Prüfern Prof. Dr. Robert Roth und Prof. Dr. Thomas Walther bedanken.

Weiterhin gebührt Dr. Jonny Birkhan und Dr. Sergej Bassauer ein besonderer Dank für die guten Diskussionen und überaus tatkräftige Unterstützung.

Ich bedanke mich außerdem bei Dr. Vladimir Ponomarev für die theoretischen Rechnungen und produktiven Diskussionen.

Für die lebenserhaltenden Kaffeepausen mit generalhaltigem Unterhaltungsprogramm möchte ich mich bei Dr. Sergej Bassauer, M.Sc. Ilja Homm, M.Sc. Rudi Homm und M.Sc. Marcus Wunderle (a.k.a. der Panda), sowie dem unvorhersehbarsten Italiener der Wissenschaft M.Sc. Antonio D'Alessio(n) bedanken.

Für die überaus überzeugenden Gesundheitsberatungen bedanke ich mich bei Kristina Homm und für die lernfördernde beste Lasagne der Welt bei Anastasiia Homm.

Zu guter Letzt möchte ich mich natürlich bei meiner Familie für die Unterstützung bedanken.

